

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Академия наук прикладной радиоэлектроники

# ПРИКЛАДНАЯ РАДИОЭЛЕКТРОНИКА

Научно-технический журнал

*Главный редактор*

Бондаренко М. Ф.

*Зам. главного редактора*

Дохов А.И.

Чурюмов Г.И.

*Редакционный совет*

Гузь В.И., Довбня А.Н., Егоров А.М., Калугин В.В.,  
Ковтуненко А.П., Кравченко В.И., Назаренко И.П. (Россия), Неклюдов И.М.,  
Пресняк И.С., Симонов К.Г. (Россия), Симанков В.С. (Россия), Слипченко Н.И.,  
Чабдаров Ш.М. (Россия), Яковенко В.М., Ярошенко В.С. (Россия)

*Редакционная коллегия*

Абрамович Ю.И. (США), Бодянский Е.В., Борисов А.В., Буц В.А., Бых А.И.,  
Гомозов В.И., Жуйков В.Я., Зарицкий В.И., Кипенский А.В., Кульпа К. (Польша),  
Леховицкий Д.И., Литвинов В.В., Лукин К.А., Мачехин Ю.П.,  
Модельский Й. (Польша), Нерух О.Г., Поляков Г.А., Ролинг Г. (Германия),  
Седышев Ю.Н., Серков А.А., Сухаревский О.И., Чурюмов Г.И.,  
Шифрин Я.С., Шкварко Ю.В. (Мексика)

**Адрес редакции:**

Редакция журнала «Прикладная радиоэлектроника»  
Харьковский национальный университет радиоэлектроники  
просп. Ленина, 14, 61166, Харьков, Украина  
Тел.: + 38 (057) 702 10 57  
Факс: + 38 (057) 702 10 13  
E-mail: are@kture.kharkov.ua  
<http://www.anpre.org.ua>

## СОДЕРЖАНИЕ

---

АКАДЕМИИ НАУК ПРИКЛАДНОЙ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ — 20 ЛЕТ .....	461
ОТ РЕДАКЦИИ .....	462
<i>Karas' V.I., Golota V.I., Yegorov A.M., Potapenko I.F., Zagorodny A.G.</i> Microwave radiation with stochastically jumping phase: generation and application for low pressure discharge initiation .....	463
<i>Минаев И.М., Рухадзе А.А., Кузьмин Г.П., Коновалов В.Н.</i> ВЧ пробой газа поверхностной волной при безэлектродном возбуждении плазменного канала плазменной антенны .....	476
<i>Goncharov A.A., Gushenets V.I., Dobrovolskiy A.N., Litovko I.V., Oks E.M., Bugaev A.S.</i> Novel generation of plasmaoptical devices: fundamental results and applications .....	482
<i>Куркин С.А., Храмов А.Е., Короновский А.А., Сельский А.О., Фролов Н.С., Макаров В.В.</i> Условия формирования виртуального катода в релятивистском электронном потоке .....	489
<i>Lukin K.A.</i> Vacuum microwave integrated circuits as a tool for protection of radar and communication receivers against high power EMI and ionizing radiation .....	498
<i>Буц В.А., Егоров А.М., Чурюмов Г.И.</i> Повышение плотности излучения при повышении частоты и при фокусировке в неоднородных средах .....	501
<i>Khoruzhiy V.M.</i> Optimization of characteristics of coaxial gyro-BWO through profiling guiding magnetic field .....	515
<i>Диденко Ю.В., Пацёра И.В., Татарчук Д.Д.</i> Многослойные покрытия на основе композитных материалов для защиты от электромагнитного излучения .....	519
<i>Пономарева А.А.</i> Оптимизация фокусирующих свойств зондовых систем формирования ионных пучков мультиплетами магнитных квадрупольных линз со свободными параметрами .....	522
<i>Жорова А.Н., Муленко И.А., Хомкин А.Л.</i> Решение кинетического уравнения Больцмана для полностью ионизованной магнитоактивной плазмы .....	527
ПАМЯТИ А.П. КОВТУНЕНКО (1937–2012).....	540

## АКАДЕМИИ НАУК ПРИКЛАДНОЙ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ — 20 ЛЕТ

В 2012 году Академии наук прикладной радиоэлектроники (АН ПРЭ) исполнилось 20 лет.

АН ПРЭ основана в мае 1992 года ведущими учёными оборонных отраслей промышленности и вузов Украины, Российской Федерации и Республики Беларусь. Инициировали её создание ученые Военной инженерной радиотехнической академии (ВИРТА) им. Маршала Советского Союза Л. А. Говорова. Создание АН ПРЭ было поддержано Харьковской областной государственной администрацией, Министерством машиностроения ВПК и конверсии Украины, Национальным космическим агентством Украины, Советом национальной безопасности при Президенте Украины, Секцией прикладных проблем при Президиуме НАНУ, Харьковским научно-промышленным союзом. По своему юридическому статусу Академия является международной общественной научной организацией.

Главной целью Академии является консолидация и рациональное использование интеллектуального и производственного потенциалов разных стран для повышения эффективности научно-исследовательской деятельности при комплексном решении приоритетных научно-технических задач, в первую очередь, в сфере высоких технологий, а также развитие прогрессивных форм организации науки и укрепления научных связей.

Академия сотрудничает с государственными и общественными научными организациями Украины и других государств как равноправный член национальных и международных союзов и организует обмен научно-технической информацией и информационными банками открытий и изобретений. Академия принимает активное участие в реализации как национальных, так и отраслевых научно-технических программ, в организации международных форумов и конференций.

Академия насчитывает в своих рядах более 20 почетных академиков и более 300 действительных членов и член-корреспондентов. В её составе много авторитетных ученых, являющихся действительными членами национальных академий Украины и Российской Федерации.

В Академии зарегистрированы в качестве коллективных членов более 30 организаций из Украины и более 20 организаций из Российской Федерации и Республики Беларусь, включая академические и отраслевые научно-исследовательские институты, высшие учебные заведения и предприятия государственной и частной форм собственности.

*Редакционная коллегия*

## ACADEMY OF SCIENCES OF APPLIED RADIO ELECTRONICS — 20 YEARS

In 2012 the Academy of Sciences of Applied Radio Electronics (AS ARE) celebrated the 20-th anniversary of its foundation.

The AS ARE was founded in May, 1992 by the scientists of the defense-oriented branches of industry and higher educational establishments of Ukraine, Russian Federation and Republic of Belarus. The scientists from the Military Radio Engineering Academy named after Marshal of the Soviet Union L.A. Govorov initiated its founding. The creation of the AS ARE has been supported by Kharkov Region State Administration, the Ministry of Mechanical Engineering of the Military Industrial Complex and Conversion of Ukraine, the National Space Agency of Ukraine, the Council of National Security attached to the President of Ukraine, the Section of Applied Problems at the Presidium of NANU, the Kharkov Scientific and Industrial Union. According to its legal status the Academy is an International Public Scientific Organization.

The prime objective of the Academy is consolidation and rational use of the intelligent and production potential of scientists from different countries for increasing the efficiency of scientific-research activity in the complex solution of priority scientific and technical problems, in the first place in the field of high technologies as well as development of progressive forms of science organization and strengthening of scientific contacts.

The Academy collaborates with the state and public scientific organizations of Ukraine and other states as an equal rights member of national and international unions and organizes exchange of scientific information and information banks of discoveries and inventions. The Academy actively participates both in national and branch research programs, in organization of international forums and conferences.

In its ranks the Academy numbers more 20 honorary academicians and more than 300 members and corresponding members. Many authoritative scientists — members of the national academies of Ukraine and Russian Federation — make part of the Academy of Sciences of Applied Radio Electronics.

Over 30 organizations from Ukraine and more than 20 organizations from Russian Federation and Republic of Belarus including academic and applied-research institutes, higher educational establishments and state and private enterprises have been registered in the Academy as its collective members.

*Editorial board*

## ОТ РЕДАКЦИИ

1 ноября 2012 г. была проведена научная сессия Академии наук прикладной радиоэлектроники (АН ПРЭ) на тему: «Электроника и электродинамика больших мощностей», посвященная юбилейной дате — 20-летию основания Академии.

В данном выпуске журнала «Прикладная радиоэлектроника» мы публикуем 6 расширенных версий 10 научно-технических докладов, ранее представленных на сессии. Основная цель этих публикаций заключается в том, чтобы привлечь внимание научного сообщества к особенностям мощной СВЧ электроники и электродинамики. Также одним из важных результатов такой публикации может стать в будущем тесная кооперация между специалистами разных областей знания для решения сложных научных и научно-технических проблем в области нелинейной электродинамики и электроники.

Проведенная и хорошо организованная в короткие сроки по инициативе проф. Г.И. Чурюмова научная сессия Академии показала, что область нелинейной электроники и электродинамики продолжает активно развиваться. Применение СВЧ энергии открывает широкие перспективы для дальнейшего развития различных отраслей науки и техники.

Для редакции журнала было бы полезным и ценным знать мнение читателей о выборе будущих специальных тем для их последующего освещения в журнале.

*М.Ф. Бондаренко,  
главный редактор*

## EDITORIAL

The scientific session of the Academy of Sciences of Applied Radio Electronics (AS ARE) entitled «High Power Electronics and Electrodynamics» was held on November 1, 2012. This session was dedicated to the 20th year anniversary of the foundation of the Academy.

In this issue of the Journal of Applied Radio Electronics (JARE) we publish 6 extended versions out of 10 scientific and technical papers presented at the session. The prime objective of this publication is to draw the attention of scientific community to the features of high power microwave electronics and electrodynamics. Besides, an important result of this publication may be close cooperation in the future between experts of different fields of knowledge for solving scientific and technical problems in the field of nonlinear electrodynamics and electronics.

The scientific session of AS ARE held and well organized within a short time on the initiative of Prof. G. Churyumov has shown that the field of nonlinear electronics and electrodynamics continues developing. The application of microwave energy opens good prospects for further development of various branches of science and technology.

It would be useful and valuable for the editorial staff to know our readers' views concerning the choice of future special themes for their subsequent publishing in JARE.

*M.F. Bondarenko,  
Editor-in-Chief*



# MICROWAVE RADIATION WITH STOCHASTICALLY JUMPING PHASE: GENERATION AND APPLICATION FOR LOW PRESSURE DISCHARGE INITIATION

*V.I. KARAS', V.I. GOLOTA, A.M. YEGOROV, I.F. POTAPENKO, A.G. ZAGORODNY*

The results of theoretical and experimental investigations on generating stochastic oscillations in the decimeter wavelength band, due to the collective interactions of an electron beam with plasma, are reported. The possibility of creating a beam-plasma generator of stochastic oscillations operating in a quasi-cw regime is demonstrated. The research methods are described and the principal characteristics of the generated oscillations are studied. The plasma discharge, initiated by microwave radiation with a stochastically jumping phase (MWRSJP) in a coaxial waveguide at the optimal mode of the beam-plasma generator is studied. The presented results continue the line of the previous research. In this paper the conditions of a microwave discharge ignition, its stable maintenance in air due to the MWRSJP, and the pressure range at which the required power is minimal are found. Besides, optical characteristics of the discharge plasma in a wide range of air pressure are experimentally examined. Numerical simulation of the spectral power density along the beam with a known absorption coefficient for different gas mixtures is carried out. In general the research aims to develop a new type of optical radiation sources.

*Keywords:* microwave radiation, stochastic oscillations, jumping phase, generation, low pressure, discharge ignition, electron beam, plasma, collective interaction, coaxial waveguide, beam-plasma generator, optical characteristics.

## 1. INTRODUCTION

Extensive research has been devoted to the theoretical and experimental investigation of the interaction of charged particle beams with plasma.

This interest is due to the fact that the beam-plasma instability, predicted by A.I. Akhiezer and Ya.B. Fainberg [1-3], is one of the prevalent instabilities. It results from a resonance interaction of charged particles with the waves excited in plasma. This interaction may be used for such important applications as high-power beam-plasma generators (BPG); high-current plasma accelerators of electrons, protons, and multicharged ions; plasma heating to high temperatures, etc. [4, 5].

The main advantage of plasma-beam generators is their ability to excite unprecedented-power oscillations: as the electron beam propagates in plasma, its own electric and magnetic fields are compensated; as a result, the achievable electron beam power and, consequently, the achievable power of excited plasma oscillations, are substantially higher as compared to devices in which the electron beam propagates in vacuum.

Owing to the excitation of bulk waves (rather than the surface ones, as in vacuum microwave generators) the efficiency of interaction between the electron beams and the excited plasma waves is substantially enhanced. In addition, these waves may be excited in larger volumes.

The frequency of excited oscillations is mainly determined by plasma density, and does not depend on geometrical dimensions; thus, one can excite the waves in volumes with linear dimensions much larger than the wavelength.

The wavelength of generated oscillations can be varied over a wide range by changing the plasma density.

When an unmodulated high-power electron beam interacts with plasma, the reverse action of excited waves on the beam causes a beam electron velocity distribution spread. Simultaneously, the excited-wave frequency and phase velocity spectra are broadened. As a result of a nonlinear interaction, the waves become stochastic.

However, some applications require generators and amplifiers of regular oscillations. This poses the problem of control: one should be able to either stabilize and suppress the unwanted instabilities, or to excite the useful intense oscillations with predetermined frequency and phase velocity spectra, as well as, a present stochasticity degree. The results of our previous studies on controlling the characteristics of BPG-generated oscillations were published in [6, 7].

High-frequency (HF) heating is very important field in connection with fundamental questions of plasma physics and applications. This area of physics is intensively investigated as theoretically and experimentally (for example, see [8-17] and references therein). The issues widely discussed in literature are connected with additional plasma heating in tokamaks [8-11], the nature of accelerated particles in space plasmas [12, 13], gas discharge physics [14, 15]. Among the problems that attract attention of scientific community is development of sources with solar spectrum. This is utmost important problem from the point of fundamental, as well as practical application, and in this direction interesting achievements is obtained (see, for example [16, 17]). It is worth mentioning that one of the difficulties associated with additional plasma heating in tokamaks is a well-known dependence of the Rutherford cross-section on velocity. As a consequence, the probability of collisions decreases with plasma temperature rising, thus creating obstacles for further plasma heating. Another

important challenge in interaction of HF radiation with plasma is a barrier of the radiation penetration into the overdense plasma. To our knowledge, the most part of investigations in this direction are made with help of HF generators of electromagnetic radiation with regular phase. Thus the new opportunities that microwave radiation with jumping phase provides in this area would be very important.

In this paper, we describe also the results of the theoretical and experimental investigation of the plasma interaction with microwave radiation with jumping phase that obtained with help of the unique beam-plasma generator (BPG) made in KIPT [18]. This study continues research on behaviour of plasma discharge subjected to microwave radiation with stochastically jumping phase (MWRSJP) which started in [19–21]. The paper is organized as follows. The first section contains introduction and brief review of previous research. In Section 2, it is considered the interaction of a tubular electron beam with the plasma of a so-called helix-plasma waveguide (HPW) being a plasma waveguide placed into a helix slow-wave structure. In order to clarify the relative contributions of plasma and helix to oscillation excitation and power output, we investigated the influence of the helix on the plasma waveguide dispersion properties. In Section 3, it is presented an experimental device layout that was used to study the generation conditions for quasi-cw stochastic oscillations in the decimeter wavelength band. This apparatus consisted of electron-optical and electrodynamic units, a collector, and a solenoid. In Section 4, in the BPG experimental studies it was measured the electron beam current and energy, working gas pressure, plasma density, power and frequency spectrum of generated microwave oscillations, and the microwave oscillation pulse envelopes. To determine the stochasticity degree of the generated oscillations it was used the realization method followed by Fourier-analysis of oscillations. There are computed the autocorrelation functions, the correlation times, and the integral and differential amplitude distributions. In Section 5, It is considered a comparison the theoretical results with the experimental data on the collective interaction between the electron beam and the helix-plasma waveguide waves, it is, above all, determined the beam parameters and the plasma density. In section 6, there are considered the experimental parameters of MWRSJP obtained from the BPG. The scheme of measurement of various parameters is given and experimental studies of optical radiation from the plasma discharge initiated by MWRSJP are presented. Concluding remarks follow at the end.

It was shown in [21–23], both theoretically and experimentally, that the phenomenon of anomalous penetration of microwave radiation into plasma, conditions for gas breakdown and maintenance of a microwave gas discharge, and collisionless electron heating in a microwave field are related to jumps of the phase of microwave radiation. In this case, in spite of the absence of pair collisions or synchronism

between plasma particles and the propagating electromagnetic field, stochastic microwave fields exchange their energy with charged particles. In such fields, random phase jumps of microwave oscillations play the role of collisions and the average energy acquired by a particle over the field period is proportional to the frequency of phase jumps.

Gas breakdown and maintenance of a discharge in a rarefied gas by a pulsed MWRSJP were studied theoretically and experimentally in [22–26], as well as propagation of this radiation within the plasma produced in such a way. The conditions for ignition and maintenance of a microwave discharge in air by MWRSJP were found. The pressure range in which the power required for discharge ignition and its maintenance has its minimum was determined [24–26]. It was shown that, in the interval of pressures that have a level less than optimal (about 50 Pa for argon), the minimum of MWRSJP breakdown power depends weakly on the working gas pressure owing to several reasons. These reasons are efficient collisionless electron heating, weakening of diffusion and, finally, decrease of elastic and inelastic collisional losses. This allows one to extend the domain of discharge existence toward lower pressures. The intensity of collisionless electron heating increases with increasing rate of phase jumps in MWRSJP. There is an optimal phase jump rate at which the rate of gas ionization and, accordingly, the growth rate of the electron and ion densities reach their maximum. The optimal phase jump rate is equal to the ionization frequency at electron energies close to the ionization energy of the working gas.

In the present work, the effect of high power pulsed decimeter MWRSJP action on a plasma, produced in a coaxial waveguide filled with a rarefied gas, is investigated with use of the above mentioned BPG [18], which was upgraded for the given experimental conditions. The goal of this work is to study the special features of low pressure discharge initiated by MWRSJP and also optical radiation spectra. For interpretation of the experimental results on the ignition and maintenance of a microwave discharge in air obtained with MWRSJP BPG, a numerical code has been developed. This code allows simulating the process of gas ionization by electrons heated in the MWRSJP field and studying the behaviour of plasma particles in such a field.

## 2. BASIC THEORY

In general, the BPG electron beam-plasma interaction zone consists of a waveguide structure (a waveguide or some slow-wave system) combined with a plasma waveguide. In this article it is considered the interaction of a tubular electron beam with the plasma of a so-called helix-plasma waveguide (HPW) being a plasma waveguide placed into a helix slow-wave structure. In order to clarify the relative contributions of plasma and helix to oscillation excitation and power output, we investigated the influence of the helix on the plasma waveguide dispersion properties.

The most interesting case occurs when there is such a high plasma density that some bulk waves in the plasma-occupied domain exhibit a slowing-down weakly dependent on the parameters of the helix. Assume now the simplest tubular model of plasma density radial distribution, which is representative of a wide class of density profiles and, at the same time, relatively simple to treat analytically.

To simplify the calculations replace the helix with an impedance cylinder of radius  $d$ . Consider the bulk waves of the tube-shaped  $0 < a < r < b < d$  plasma coaxial with the impedance (outer) cylinder. One gets the following dispersion equation for these waves:

$$\frac{k_{\perp} a J_1(k_{\perp} a) + A_i J_0(k_{\perp} a)}{k_{\perp} b J_1(k_{\perp} b) + A_e J_0(k_{\perp} b)} = \frac{k_{\perp} a N_1(k_{\perp} a) + A_i N_0(k_{\perp} a)}{k_{\perp} b N_1(k_{\perp} b) + A_e N_0(k_{\perp} b)} \quad (1)$$

with the notation

$$A_i = \frac{\kappa a I_1(\kappa a)}{I_0(\kappa a)}, \quad A_e = \kappa b \frac{I_1(\kappa b) - R k_i(\kappa b)}{I_0(\kappa b) - R k_o(\kappa b)},$$

$$R = \frac{I_0(\kappa d) - I_1(\kappa d) \frac{k_0}{\kappa} Z_0}{k_0(\kappa d) - k_1(\kappa d) \frac{k_0}{\kappa} Z_0},$$

where  $Z_0$  is the cylinder impedance,  $\kappa^2 = k_0^2 - k^2$ ,  $k_{\perp} = nk$ .

With  $Z_0 \rightarrow 0$ ,  $b \rightarrow d$ , and  $a \rightarrow 0$  relation (1) tends to the dispersion equation for a plasma cylinder with conducting liner. If the outer and inner tube radii  $a$  and  $b$ , respectively, are finite, this equation describes the dispersion of the annular plasma bulk waves inside the conducting liner. Denote the helix and plasma waveguide wave slowing-down factors by  $N_h$  and  $N_p$ , respectively. If  $N_h \gg N_p$ , the helix contribution to the plasma waveguide dispersion characteristics, is insignificant.

The phase velocity in the system is shown to decrease with the decrease of helix pitch, and to increase with the increase of plasma density.

The tubular waveguide dispersion equation (1) makes it possible to find the threshold plasma density, at which there exists a slow wave with phase velocity  $v_0$  for a given frequency  $\omega_0$  [8, 9]. In the limit of small  $v_0$ , when  $\kappa a \gg 1$ , this equation is substantially simplified and becomes:

$$\tan[\kappa n(b-a)] = \frac{n}{1+n^2}, \quad \text{where } n^2 = \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} - 1. \quad (2)$$

It follows from this equation that for a relatively small plasma tube thickness, when  $\omega_0(b-a)/v_0 < 1$ , the first eigenvalue of the transverse wavenumber  $\lambda_1 = \kappa n(b-a)$  lies within the  $0 < \lambda_1 < \pi/2$  range. The corresponding plasma refractive index  $n_0 = \lambda_1 v_0 / \omega_0(b-a)$  increases with plasma thickness decrease. The critical plasma density is defined in this case by the formula [27, 28]:

$$n_{per} [\text{cm}^{-3}] = 10^{-8} \left[ f_0^2 + \frac{\lambda_1^2 v_0^2}{4\pi^2 (b-a)^2} \right]. \quad (3)$$

Here  $f_0$  is the operating frequency in Hz;  $a$  and  $b$  are radii in cm; the  $v_0$  velocity is in cm/s.

In case of low beam currents, one can neglect any space-charge wave field-distribution change due to the beam. Then the total increment of oscillation build-up in the system is proportional to the beam current. This makes it possible to calculate the threshold beam current corresponding to the beginning of system self-excitation under the condition that this increment (with account of radiation losses) is equal to zero:

$$J_{th} = \frac{e\beta_0^2 f_0 \omega \sigma_b}{r_0 L Q \mu}, \quad (4)$$

where  $\beta_0 = v_0/c$ ,  $r_0$  is the electron classical radius;  $L$ ,  $Q$  and  $\sigma_b$  represent the system length, the quality factor, and the beam cross section area, respectively.

The increase of beam current brings about a transition from the discrete spectrum of excited oscillations to a continuous one. This takes place at the critical current:

$$J_{cr} = J_{th} \left[ 1 + \frac{1}{\ln \frac{\cot \psi + 1}{\cot \psi - 1}} \right]. \quad (5)$$

The relation  $\omega = k_{\parallel} v$  not only defines the frequency spectra of excited oscillations, but also allows one to point out possible spectrum broadening mechanisms.

One of these mechanisms involves the increase of beam particle velocity spread due to the beam interaction with a wave pertaining to the slow-wave structure.

If the slow-wave system can support the propagation of waves with  $v_p = v_0 \pm \Delta v$  phase velocities, then the beam accelerated and decelerated particles will also radiate, but now they will radiate at frequencies

$$\omega = k_{0\parallel}(\omega)(v_0 \pm \Delta v).$$

The resulting spectrum broadening can be found from the equation  $\omega = k_{\parallel} v$ :

$$\Delta\omega = \frac{k_{0\parallel} \Delta v}{1 - v_{gr} / v_0} \ll \omega_0, \quad v_{gr} = \frac{\partial \omega}{\partial k_{\parallel}}, \quad (6)$$

$$k_{0\parallel}(\omega_0) = \omega_0 / v_0.$$

For the excited oscillations to be stochastic, the frequency interval between the adjacent harmonics must be small in comparison with the bandwidth of each excited harmonic.

### 3. EXPERIMENTAL LABORATORY DEVICE

Figure 1 presents an experimental device layout we used to study the generation conditions for quasi-cw stochastic oscillations in the decimeter wavelength band. This apparatus consisted of electron-optical and electrodynamic units, a collector, and a solenoid. In addition, there were working gas leak-in and pump-out systems. A working gas pressure gradient transit tube and an open resonator to measure the plasma electron density were placed between the electron-optical and electrodynamic units.



We employed a longitudinal magnetic field from 0.12 to 0.16 T to transport the beam. The beam-plasma interaction zone was inside the electrodynamic slow-wave system. The gas pressure in the interaction zone was about  $10^{-4}$ – $10^{-5}$  Torr, and from  $10^{-6}$ – $5 \times 10^{-7}$  Torr in the electron gun region. In order to study the generation of high-power microwave oscillations in the decimeter wavelength band, we developed an experimental quasi-cw 100 kW power laboratory device with a pulse length of 200  $\mu$ s, (see diagram Fig. 1). In the upper part of this figure one sees the sectioned solenoid longitudinal magnetic field distribution.

The experimental laboratory setup consisted of an electron gun (1), a slow-wave structure (9) inside the shield (7), an electron collector (15) with a single Langmuir probe (13), microwave feeders (5) and (10), and a solenoid (8). The system to maintain and control the working gas pressure consisted of the vacuum lines (3) and (14), a pressure gradient tube (4), the working gas leak-in valves (6) and (11), and the pressure control gauges (2) and (12).

The electron gun cathode was fed with negative high-voltage (up to 20 kV) 200  $\mu$ s pulses with a repetition rate from 1 to 10  $s^{-1}$ ; the electron anode gun was grounded. The electron beam passed through the pressure gradient tube and the slow-wave structure. After that it was dumped to a collector. The slow-wave system was placed inside a metal screen, which simultaneously played the role of the apparatus housing. The plasma was created in the slow-wave structure.

In this experimental laboratory apparatus we used a magnetron-type electron gun [10]. It was initiated via impact ionization of gas molecules by beam electrons. After that, a beam-plasma discharge (BPD) occurred, which produced a 3.0 cm o.d. and 2.2 cm i.d. tubular electron beam with an accelerating voltage of 20 kV and a current of 12 A.

A double modified helix [11] was chosen as a slow-wave structure. Its slowing-down coefficient, coupling impedance, and characteristic wave impedance are larger compared to the usual single helix structure. The helix slow-wave structure was designed for a beam synchronous velocity of  $6.5 \times 10^9$  cm/s, which corresponds to a 13.2 keV beam electron energy. The helix geometrical parameters were as follows: 4.0 cm o.d., 3.6 cm i.d., 2.4 cm pitch, 0.6 cm ring width, 11 jumper half-angle, 46.0 cm length, and 6.6 cm shielding screen diameter.

The cold measurements of the dispersion characteristics showed that this modified double helix structure had a normal positive dispersion in the frequency range from 0.5 to 1.66 GHz. To obtain the required slowing-down coefficient value we varied both the jumper angle and the helix pitch at a fixed electron beam diameter. The slowing-down coefficient  $n = c/v_0$  is enhanced with increasing jumper angle and helix pitch.

#### 4. EXPERIMENTAL RESULTS. MEASUREMENT OF BEAM, PLASMA, AND MICROWAVE OSCILLATION PARAMETERS

In the BPG experimental studies we measured the electron beam current and energy, working gas pressure, plasma density, power and frequency spectrum of generated microwave oscillations, and the microwave oscillation pulse envelopes.

To determine the stochasticity degree of the generated oscillations we used the realization method followed by Fourier-analysis of oscillations. We computed the autocorrelation functions, the correlation times, and the integral and differential amplitude distributions. The phase-frequency analysis of oscillations [12–14] provided data on their frequency, phase, and amplitude.

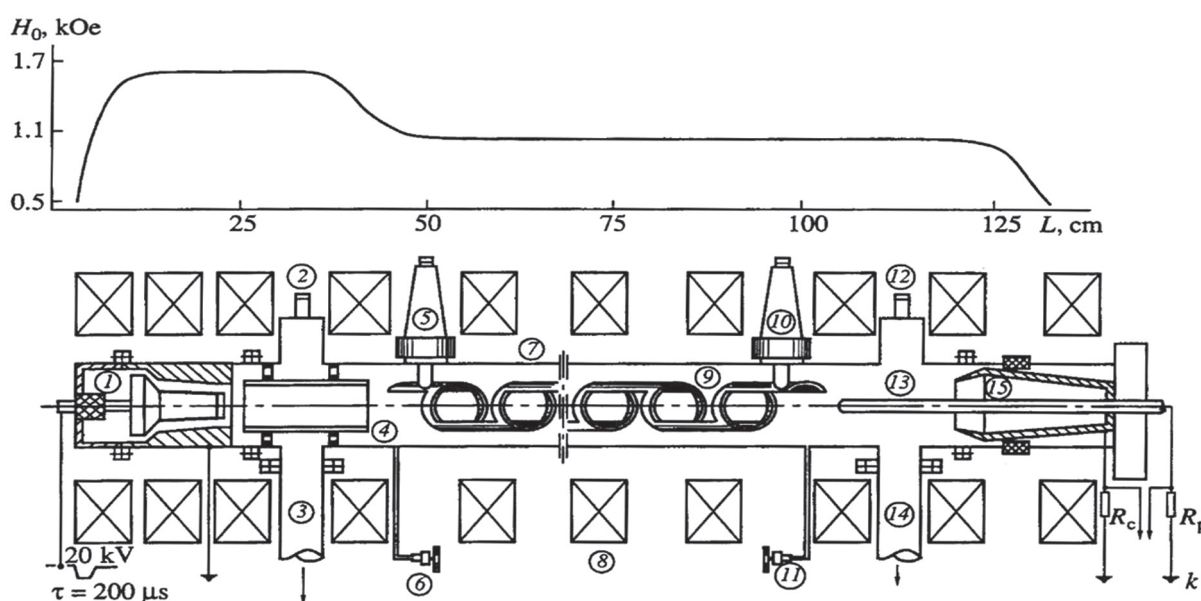


Fig. 1. Experimental device layout and magnetic field distribution: (1) electron gun; (2) and (12) control pickups; (3) and (14) vacuum lines; (4) working gas pressure gradient tube; (5) and (10) high-frequency feeders; (6) and (11) working gas admission valves; (7) shielding screen; (8) solenoid; (9) slow-wave structure; (13) single Langmuir probe; (15) electron collector

A 19 keV energy, 9 A current, and 200 μs pulse duration electron beam passed through the gas pressure gradient tube and open resonator, entered the interaction region, and was dumped at the collector.

In this experiment we investigated the excited oscillation power at the entrance and exit of the slow-wave structure as a function of beam energy, working gas pressure, plasma density gradient along the beam, and magnetic field strength.

The microwave oscillation power at the entrance and exit of the slow-wave structure exhibited a resonance dependence on the beam electron energy. The maximum power was obtained at a beam electron energy of 18 – 19 keV, although the calculated value for the helix-plasma waveguide was 16 keV. As noted in Section 2, this discrepancy is due to the phase velocity in the helix-plasma waveguide being higher than in a plasma-free helical slow-wave structure.

Figure 2 presents the excited oscillation power, dissipated in the loads, versus the interaction zone working gas pressure for 19 keV, 9A beam at a fixed 0.15 T magnetic field. The maximum power at the slow-wave structure entrance (26 kW) and exit (40 kW) occurred at a  $(2 - 4) \times 10^{-5}$  Torr pressure. The maximum summary power of 66 kW was attained at a beam power of 171 kW; thus, the electron efficiency was equal to 38%.

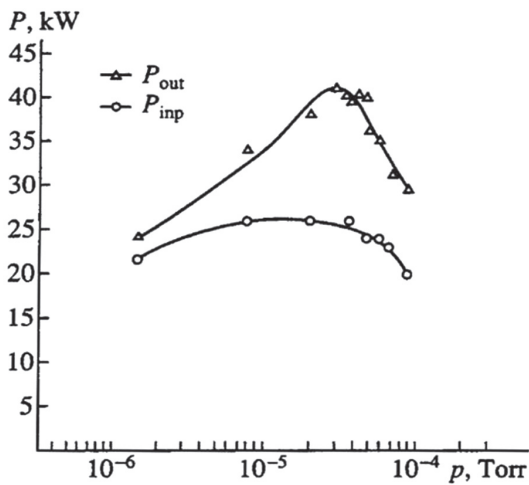


Fig. 2. Pulse power vs. working gas pressure

In order to increase the excited oscillation output power we introduced a rejection band-pass filter between the generator entrance and the matched load (5). The power generated at the system entrance and exit as a function of working gas pressure is shown in Fig. 3.

It is seen that the power absorbed in load (5) was low and independent of the gas pressure in the system. At the same time, the power dissipated in the output load (9) increased with pressure and reached 70 kW at  $10^{-4}$  Torr. The beam energy, beam current, and magnetic field were 19 keV, 9.5 A, and 0.2 T, respectively. The electron efficiency remained the same (38%).

We recorded the frequency spectrum of generated oscillations with a wavemeter (12), integrater (14), and recorder (15). The oscillation spectrum

bandwidth at the 0.1 level was 100-150 MHz in the decimeter wavelength band.

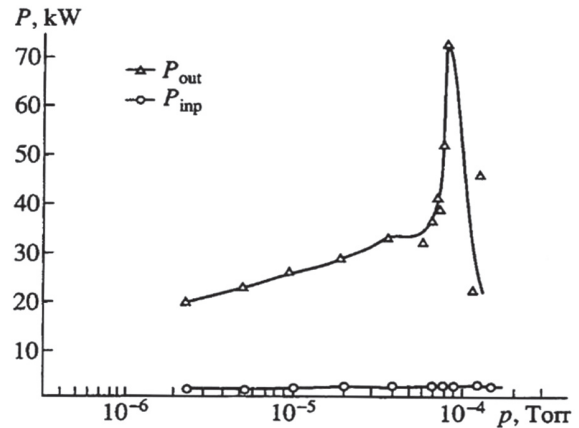


Fig. 3. Pulse power vs. working gas pressure

In addition, the realization of excited oscillations was recorded with a fast oscilloscope (2) to determine its autocorrelation function, frequency spectrum, and phase time-dependence by means of correlation analysis techniques.

The most interesting of the tubular electron-beam BPG operating modes is the one with the microwave pulse length equal to that of the beam current pulse. It was obtained at 15 keV beam electron energy, 13 A beam current,  $6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  plasma density ( $6 \times 10^{-5}$  Torr working gas pressure), and 0.11 T longitudinal magnetic field in the interaction zone. The microwave power in BPG feeders amounted to 80 kW; the electron efficiency was 40%.

We carried out a microwave oscillation analysis in this mode of BPG operation. Figures 4-6 present the oscillograms of a high-frequency signals (Figure 4), the total phase of oscillations (Figure 5), its computer calculated autocorrelation function (Figure 6 top), and the microwave oscillation power spectrum (Figure 6 bottom). The correlation time and spectrum bandwidth are correlated by the expression  $\tau \Delta f = 1$ ; thus, short correlation times correspond to wide frequency spectra and vice versa. In our case  $\tau_{\text{corr}} = 2.5 \text{ ns}$ .

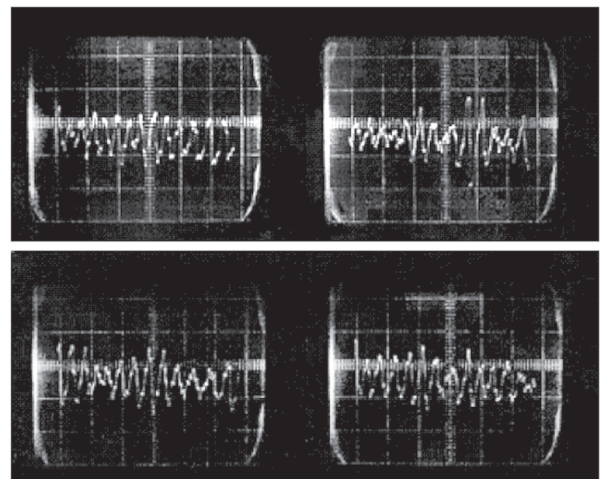


Fig. 4. Oscillograms of a high-frequency signals

It is well known that the shorter the correlation time (and the wider the frequency spectrum of excited oscillations), the higher their degree of stochasticity. Thus, in our case, one should expect the generated oscillations to be highly stochastic.

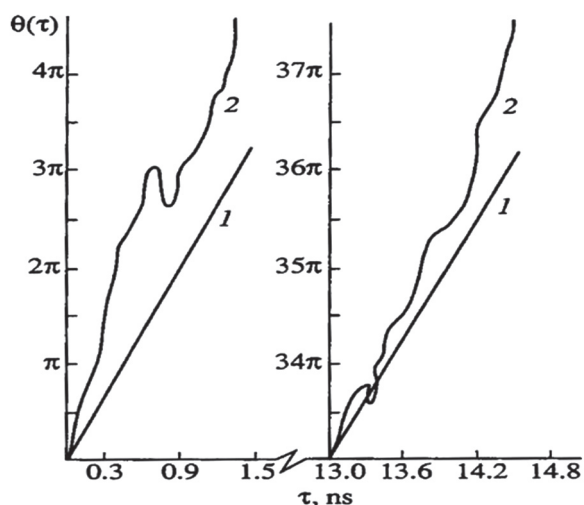


Fig. 5. Total phase of oscillations vs. time: (1) 1.2 GHz frequency regular signal; (2) oscillations excited in a plasma-beam generator at plasma density  $n_p = 6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$

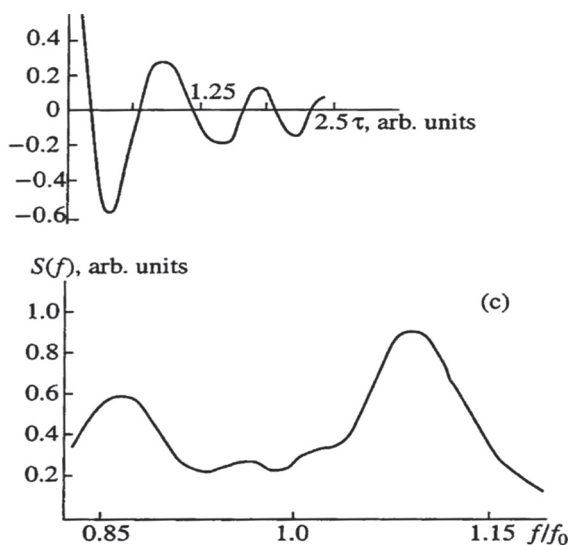


Fig. 6. Autocorrelation function, power spectrum of oscillation realizations versus time

Thus, there is an important conclusion to be stressed: our decimeter-wavelength microwave BPG makes it possible to control the generated oscillation stochasticity and spectrum width by varying the plasma parameters and, primarily, its density.

## 5. COMPARISON OF THEORY WITH EXPERIMENTAL RESULTS

In order to compare the theoretical results with the experimental data on the collective interaction between the electron beam and the helix-plasma waveguide waves, it is necessary, above all, to determine the beam parameters and the plasma density. In our case, the tubular beam density  $n_b$  was  $10^9 \text{ cm}^{-3}$ ; the experimentally measured plasma density was in the

range of  $(2 - 8) \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Due to the  $\omega_b/\omega_p = 1/20$  condition, valid in our experiment, the electrons could not significantly perturb the wave field pattern notwithstanding their strong coupling to the slow-wave system. Consequently, when calculating the excited oscillation spectra, one could neglect electron beam effects within the zero approximation.

The oscillation excitation current threshold is given by formula (4). In our system  $J_{th} = 3 \text{ A}$  for a calculated quality factor  $Q = 45$ ,  $f_0 = 1.3 \times 10^9 \text{ Hz}$  working frequency, and a beam Langmuir frequency depression coefficient  $\mu = 0.05$ .

At sufficiently high plasma densities  $n_p > n_{pcr}$  bulk waves appear in this system. The beam Langmuir frequency depression coefficient for these waves is significantly higher, resulting in a corresponding threshold current decrease.

For this case, one could find from formula (4) the critical density of  $6 - 8 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$  for a tube-shaped plasma with  $(b - a) = 1 \text{ cm}$  wall thickness, this "tube" being coaxial with the electron beam.

The increase of gas pressure in the system or, with the same effect, the increase of plasma density and increase of beam current lead to the excitation of a wide spectrum of bulk waves. The current, corresponding to the wave spectrum broadening, was determined from formula (4) and found to be equal to  $J_{cr} = 7 \text{ A}$ , in fair agreement with the experimental value  $J_{ecr} = 9 \text{ A}$ .

## 6. EXPERIMENTAL STUDIES MWRSJP AND OPTICAL RADIATION

### 6.1. MWRSJP parameters obtained from the BPG, and the scheme of measurement of various parameters

We study MWRSJP parameters and optical radiation characteristics from the plasma discharge of induced by MWRSJP in a gas (air for the present case), taken at low pressure. To conduct experiments, a coaxial waveguide with axial vacuum pumping is connected to the BPG. Coaxial waveguide filled with gas with impedance of about 75 ohms and a length of 1000 mm is made of brass pipes with inner diameter of 45 mm and external diameter of 50 mm (see figure 7). The central conductor is a brass rod diameter of 12 mm. At the ends of the coaxial waveguide, tapered flanges provide the joining of coaxial transitions. In the middle of the coaxial waveguide a tube is installed to pump gas or gas mixtures, which also mounted a thermocouple tube to monitor the pressure of the gas. Admission process of gases or gas mixtures is carried out with sufficient precision using the second inlet valve through diametrically located holes 2 mm in diameter that are situated at both ends of the coaxial waveguide. Tubes for the introduction of diagnostic probes are located along the length of the coaxial waveguide. The first tube is located at 60 mm from the input microwave power of stochastic electromagnetic waves; the second one is placed at a distance of 260 mm and a third – at 840 mm. During the working process, such arrangement of instruments allows us to have controlled diagnostic probes of a spatial distribution, as well



as to monitor parameters of the microwave discharge along throughout the waveguide length. This provides more detailed information about processes that take place inside the waveguide. To ensure the required conditions for the gas pressure, a coaxial waveguide is connected with conical coaxial 75-ohm transitions length 160 mm flange with Teflon washers 45 mm in diameter and 10 mm thick. The desired electrical contact between the flanges of the coaxial waveguide and flanges of the conical coaxial transition provide a lead strip 3 mm thick.

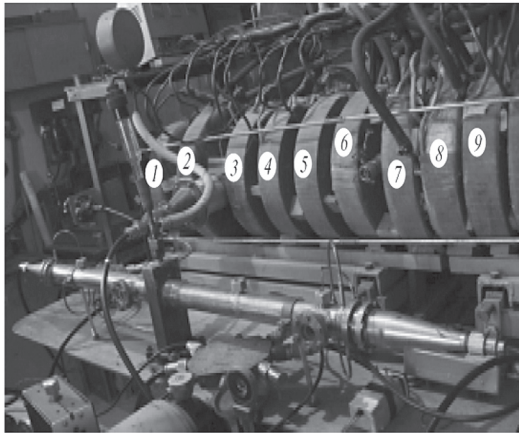


Fig. 7. The general view of the experimental device with the coaxial waveguide

The block diagram shown in figure 8 schematically represents measurements of the main parameters of the BPG and of the plasma, which is produced in the coaxial waveguide.

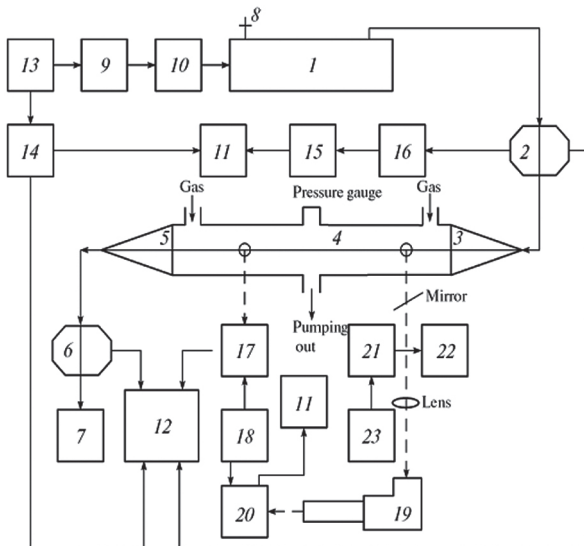


Fig. 8. Block diagram of measurement of BPG and plasma principal parameters

Stochastic microwave oscillations generated by the BPG (1) were supplied from the output of the slow-wave structure through a broadband directional coupler (2) and 75-Ω conical coaxial junction (3) to the input of the coaxial waveguide (4) and then, through a conical coaxial junction (5) and coupler (6), were fed to an IBM-2 high power gauge (7). For operating in the regime of narrow-band signal generation the

input of the BPG slow-wave structure was attached to a shorting plug (8). The oscilloscopes (11, 12) and the submodulator (9) and modulator (10) of the high voltage supplied to the cathode of the BPG electron gun were triggered synchronously by using a timing unit (13). A time-delay circuit (14) was used to vary the instant of triggering the oscilloscopes with respect to the beginning of the high voltage pulse. This allowed us to observe the shape of the generated signal at different instants after the beginning of the electron beam pulse. A detector head (15) and D2-13 variable resistive–capacitive attenuator (16) connected to the secondary line of the coupler (2) were used to measure the envelope of microwave oscillations and the waveforms of the electron beam pulse. The temporal realizations and spectral characteristics of MWRSJP at the input and output of the coaxial waveguide were studied using an HP Agilent Infinium four-channel broadband (2.25 GHz) oscilloscope (12). A PEM-29 photomultiplier (17) powered from a VSV-2 high-voltage stabilized rectifier (18) was used to measure the integral intensity of optical radiation from the plasma. An ISP-51 three-prism glass spectrograph (19) and PEM-106 photomultiplier (20) were used for optical spectroscopy of the discharge in the coaxial waveguide.

Ignition of the discharge does not affect the penetration into dense plasma of MWRSJP what is evidenced by nearly constant amplitude at the entrance to the waveguide (curves 1 in figure 9). Because of expenditures of radiation energy on air ionization for the discharge maintenance the MWRSJP amplitude at the output of the coaxial waveguide (curves 2 in figure 9) is essential diminished. It is also important that the MWRSJP local spectrum on the output waveguide significantly changed (curves 2 in figure 9), a peak associated with the main spectral component of MWRSJP is absent. It should be noted that in the pressure range from  $P = 30$  Pa to  $P = 2$  Pa at a MWRSJP power that conforming to the optimal operating mode of BPG a similar situation is observed. The optimal operating mode of BPG corresponds to the following parameters: magnetic induction in the interaction range of the beam with slow-wave structure in BPG is  $B = 0.096$  T, a high voltage is  $U_{opt} = 13.2$  kV, the current electron gun is  $I_{b,opt} = 3-5$  A, high-voltage pulse is 160 μs.

Comparison of the results presented in figures 9a and 9b shows that, as the spectrum of the microwave signal used to initiate and maintain a steady-state discharge is narrowed, the amplitude of the MWRSJP electric field can be decreased by nearly a factor of 2. However, in order for the pressure range in which breakdown occurs and a steady-state discharge exists to be sufficiently broad, it is necessary that the phase jump frequency be sufficiently high (as will be seen below, it should be about one-third of the microwave frequency). Let us now analyze the measured characteristics of MWRSJP at the input and output of the coaxial waveguide in the optimal BPG mode. The oscillograms shown in figures 3,4 were processed by

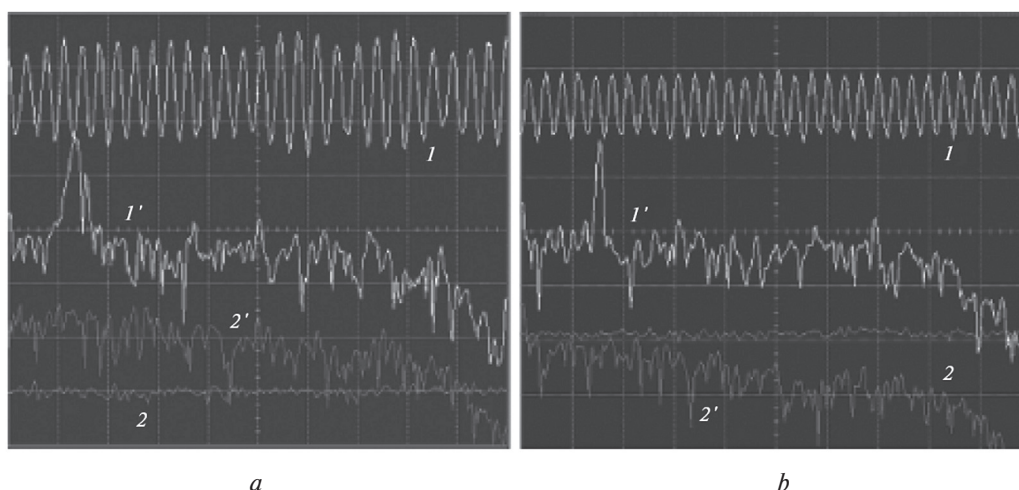


Fig. 9. Waveforms of MWRSJP at the (1) input and (2) output of the coaxial waveguide, respectively, and local microwave spectra on a logarithmic scale (10 dB/div) at the (1') input and (2') output of the coaxial waveguide, respectively. The gas pressure in the waveguide is  $P =$  (a) 2.0 and (b) 30 Pa, respectively. The time scale is 5 ns/div, and the voltage scale is 100 (V cm<sup>-1</sup>)/div

the method of correlation analysis, and the frequency spectra, the time dependence of the phase of microwave oscillations, and self-correlation functions were determined. Figure 4 shows the measured parameters of MWRSJP recorded at 100  $\mu$ s after the beginning of the electron beam pulse in the optimal BPG mode for two air pressures corresponding to the pressure range in which discharge in air is ignited and operates stably.

It can be seen that gas breakdown takes place only after the electric field amplitude of MWRSJP reaches a certain critical value, which depends on the gas pressure. The instant of discharge ignition can be easily determined from the abrupt decrease in the amplitude of the microwave signal at the output of the coaxial waveguide to almost zero. It can also be seen that the electric field amplitude required to maintain a steady-state discharge is one order of magnitude lower than that required for breakdown.

From figure 9 it can be seen that, MWRSJP amplitude at the waveguide outlet is reduced substantially (more than an order of magnitude) due to the development of the discharge; the discharge ignition and maintenance lead at the waveguide outlet to a strong damping of the spectral components, which are corresponded to the maximum range of input signal into the waveguide.

Let us now consider the conditions for breakdown in air by microwave radiation from the BPG described in [13]. In optimal regime at narrowband signal of this generator the working frequency is 500 MHz, the mean rate of the phase jumps being  $\nu_{jp} = 2 \times 10^8$  s<sup>-1</sup>. It is important to keep in mind that, when the electron energy increases from zero to the ionization energy  $I_{air}$ , the cross section for elastic collisions of electrons with air atoms and molecules varies greatly (by a factor of about 30), being at its maximum several times larger than the ionization cross section corresponding to electron energies of 15...20 eV. This makes it possible to initiate discharges in air by microwaves with a stochastically jumping phase at pressures

as low as 4 Pa. In this case, the mean rate of phase jumps is equal to the maximum inelastic collision frequency, which corresponds to electron energies close to the ionization energy. Operation under such conditions is advantageous in that, first, no energy is lost in elastic collisions, and, second, due to the jumps in the phase, the electron diffusion remains insignificant and the electromagnetic energy is efficiently transferred to electrons.

To determine the dependence of the threshold power, required for ignition of the discharge in a coaxial waveguide, on the pressure of working gas, BPG has worked in the mode of generating the maximum output power level of narrow-band signal in which the generation of microwave radiation with a maximum frequency of phase jumps occurs. In this case part of the power with the help of a broadband directional coupler with variable coupling (see figure 10) was supplied to analyzed gas-filled coaxial waveguide.

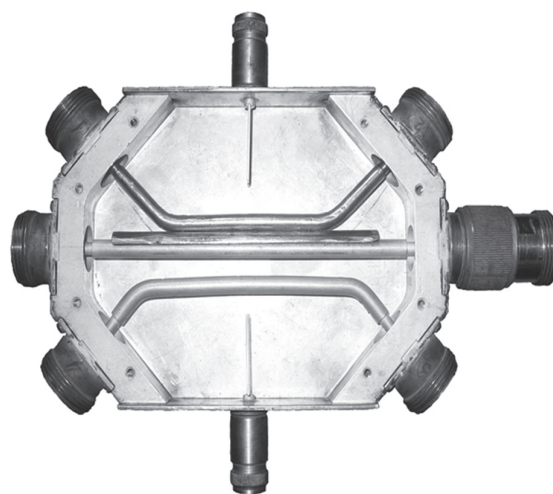


Fig. 10. The general view of the coupler (6) internal structure

The rest of the power assigned to the matched load. Such a method of regulating the power delivered to the coaxial waveguide for ignition of the discharge

allows conserving the permanent parameters of microwave radiation. In particular, this concerns the mean rate of the phase jumps and the energy spectrum density of MWRSJP, because in this situation BPG works in the same mode.

The optimal operating mode of BPG corresponds to the following parameters: magnetic induction in the interaction range of the beam with slow-wave structure in BPG is  $B = 0.096$  T, a high voltage is  $U_{opt} = 13.2$  kV, the current electron gun is  $I_{b,opt} = 5$  A, a high-voltage pulse is  $160 \mu s$ , MWRSJP peak power is  $W = 36$  kW, the pulse repetition frequency is  $5$  Hz. In figure 5 the general view of the coupler (6) internal structure is shown.

While conducting experiments, to determine the dependence of the threshold power on the gas pressure, the left center coax transition coupler was connected to BPG, the lower left coax transition joined the coaxial waveguide, the right central and the lower coaxial transitions were connected to the load. By changing the bond between the central and the lower shoulders of the coupler through the use of different linked curved shoulders, we adjusted the peak power coming into the coaxial waveguide from  $6$  kW to  $28$  kW.

Fig. 11 shows the dependence of peak power required for the discharge ignition in the air that filled coaxial waveguide on its pressure.

From figure 11 (curves 1, 2) it can be seen that, the peak power levels from  $6$  kW to  $28$  kW MWRSJP discharge is ignited stably at a pressure of gas (air) ranging from  $1.5$  Pa to  $3990$  Pa. This result clearly demonstrates the advantages of the discharge, supported by microwave with stochastic jumps in the phase compared with the microwave discharge in the fields of regular waves.

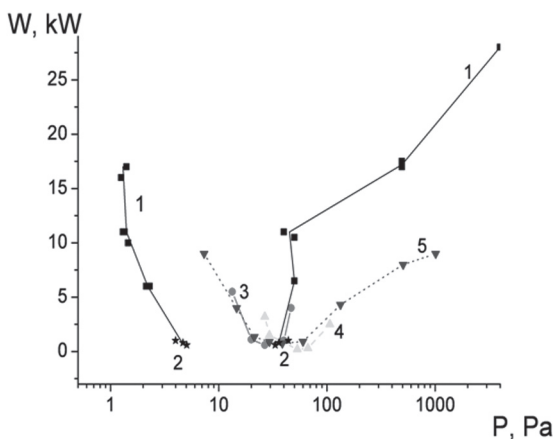


Fig. 11. Dependences for breakdown power of a microwave signals with a stochastically jumping phase versus a pressure for air in the optimal BPG mode (curves 1 – ■, 2 – \*), in the non-optimal BPG mode: for air (curve 3 – ●), argon (curve 4 – ▲), helium (curve 5 – ▼), respectively, at narrowband signal

Thus we have the opportunity to create a discharge at a pressure of almost two orders of magnitude lower than the pressure that is necessary for the fulfillment of the condition of minimum capacity of the discharge ignition by regular microwave radiation.

Namely, (see [29]) for  $v_{col} \approx \omega$  (where  $v_{col}$  is the frequency of binary collisions, as well  $\omega$  is the frequency of microwave radiation), effectiveness of such a discharge is much higher because of the small contribution of energy loss on unnecessary elastic and inelastic collisions when working at low pressures. For comparison, dependence of microwave radiation power required for the discharge ignition in air (curve 3), argon (curve 4) and helium (curve 5), which are filled the coaxial waveguide, on its pressure, obtained while working in the non-optimal BPG mode is given. It is seen that the pressure range in which it is possible the ignition of the discharge is much narrower than under the optimal BPG mode functioning. This is due to a significant difference in mean rates of the phase jumps in these modes of BPG.

Using the delay device (14), the time for start of the oscilloscope can be modified within the length of high-voltage pulse. This circumstance allows us to observe the shape of the generated signal at a different time moments starting from the very begin of the electron beam current pulse. Features MWRSJP at the inlet and outlet of the coaxial waveguide are studied using the four-channel broadband (2.25 GHz) oscilloscope (12) HP Agilent Infinium Oscilloscope.

In the next part we present the results of experimental studies of optical characteristics of plasma discharge. Preliminary results of an optical characteristic studies presented in [30].

### 6.2. Experimental studies of optical radiation from the plasma discharge initiated by MWRSJP

Optical characteristics of plasma discharge initiated by MWRSJP in coaxial waveguide are examined in the conditions of BPG operation in the optimal mode in air for a wide pressure range, in which the discharge is ignited and maintained stably. For experimental studies of the integral intensity of the plasma radiation in the visible spectrum, used photoelectron multiplier (17) of type PEM-29 is attached to a high-stabilized rectifier (18) VSV-2. For spectroscopic studies of the discharge in the visible spectrum a three-prism glass spectrograph (19) ISP-51 is used. With help of the lens, the radiation from the discharge is focused onto the entrance slit (slit width is  $0.01$  mm) of the spectrograph. By the output gap with width of  $0.015$  mm the spectrograph is attached to the photoelectron multiplier (20) of type PEM-106. The spectral sensitivity in the wavelength range from  $360$  nm to  $700$  nm of the photomultiplier PEM-106 used in experimental studies is shown in figure 12.

From figure 12 it can be seen, that the photomultiplier PEM-106 has high sensitivity in the wavelength range from  $350$  nm to  $550$  nm. Within zone from  $550$  nm to  $1000$  nm the sensitivity is less than will lead to distortion of the discharge optical spectra which are observed on oscilloscope (11). This fact should be taken into account when the wave forms of the emission spectra are analyzed. The signal from the photomultiplier PEM-106 was fed to the digital (2 GB/s) oscilloscope (11) Le Croy Wave Jet 324 with a frequency



band of 200 MHz. The ISP-51 spectrograph was calibrated using the spectral lines of a PRK-2M mercury lamp (21) and the Balmer hydrogen lines emitted by a Geissler tube (22). The mercury lamp and the Geissler tube were powered from an OU-1 lighting unit (23).

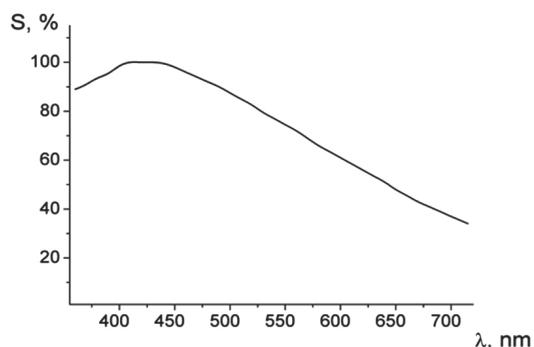


Fig. 12. The dependence of spectral sensitivity of the photomultiplier PEM-106 versus the wavelength

The MWRSJP power was input via the conical coaxial junction in the waveguide pumped out to a pressure of 1.33 Pa. In certain ranges of the gas pressure, gas composition, and microwave power, a discharge was ignited in the coaxial waveguide. Figure 13 shows the emission spectrum of the mercury lamp of type PRK-2M.

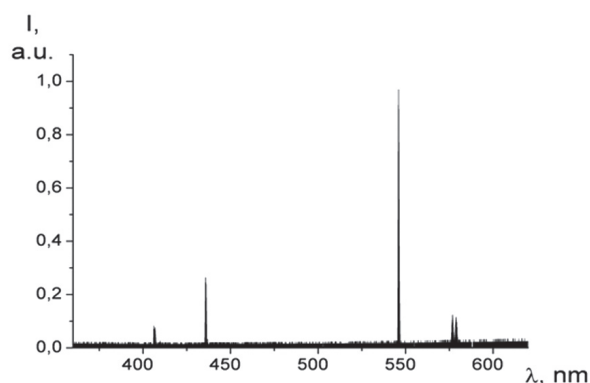


Fig. 13. The emission spectrum of mercury lamp type PRK-2M

Remark, that in figure 13 and in the consequent figures 14-19, which presents radiation spectra from the low-pressure discharge, the real dependence of the spectral sensitivity of the photomultiplier is taken into account, and for the simplicity of comparison the same arbitrary units are used.

Figure 14 shows the photo of glow discharge at a pressure of working gas (air) of 13.3 Pa in the waveguide made through a curved quartz optical window. For the necessary observations, apertures were drilled with a diameter 2.5 mm on the lateral surface of the coaxial waveguide in the area of the windows. On the one hand, these apertures provide properly output of the light radiation from a coaxial waveguide and, on the other hand, they prevent output of the microwave radiation from the discharge region.

From figure 14 one can see, that the glow discharge intensity significantly decreases with distance from the MWRSJP input to the waveguide (for example,

compare (a) and (b)). Figure 14 shows photographs of the discharge glow in the coaxial waveguide at a working gas (air) pressure of 13.3 Pa. It can be seen from figure 14 that the discharge glow is inhomogeneous over the cross section and has a filamentary structure. This is because 2.5-mm-diameter holes were made in the side wall of the coaxial waveguide near the diagnostic windows. These holes, on the one hand, provide output of optical radiation from the coaxial waveguide and, on the other hand, prevent escape of microwave radiation from the discharge region. It is seen that the discharge radiation intensity decreases along the waveguide. It should be noted that the discharge color depends on the working gas pressure and the microwave power input in the waveguide.

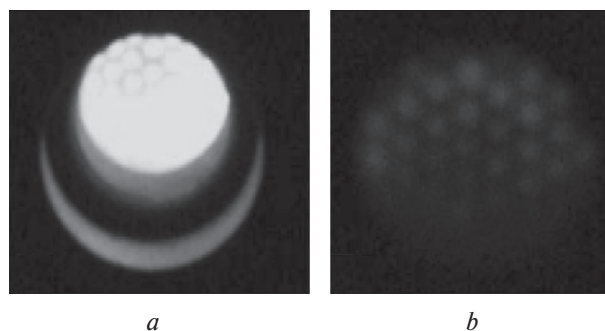


Fig. 14. Photographs of the discharge glow in the coaxial waveguide, taken at the distances of (a) 60 and (b) 600 mm from the microwave power input in the waveguide

In Fig. 15-17 the dependence of optical radiation from the discharge on air pressure is compared at the conditions when a stable combustion of the gas discharge is held at the MWRSJP power that correspond the optimal BPG mode.

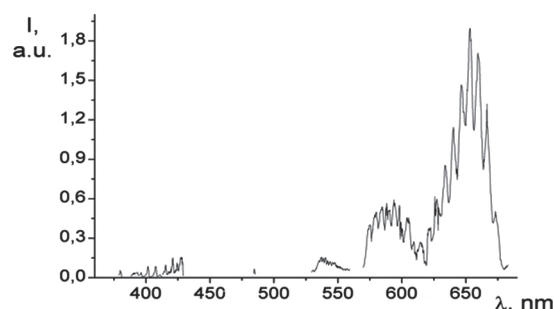


Fig. 15. The emission spectra of discharges in air at a pressure  $P = 28$  Pa.

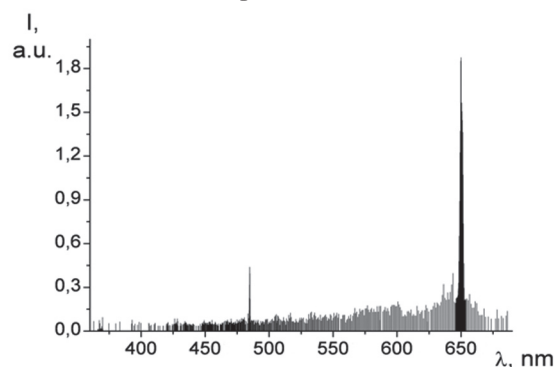


Fig. 16. The emission spectra of discharges in air at a pressure  $P = 4.8$  Pa

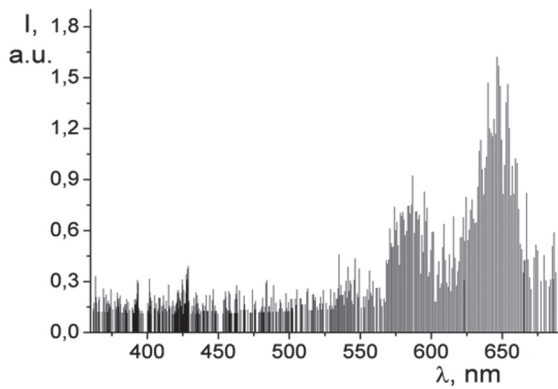


Fig. 17. The emission spectra of discharges in air at  $P = 4$  Pa

Figs. 15-17 show that the spectrum of optical radiation from the discharge depends strongly on the pressure of the working gas (air) in a coaxial waveguide. In particular, within the lower range of air pressure, the optical radiation from the discharge is pronouncedly enriched with shorter wavelengths. In this way, if value of pressure is  $P_1 = 28$  Pa then spectrum is depleted at the wavelengths shorter than 550 nm, i.e. red radiation prevails, see figure 15. At the same time, when the pressure is reduced nearly an order of magnitude, see figures 16, 17 a spectrum becomes significantly enriched with short wavelengths, i.e. blue light prevails. Further figures 18 and 19 represent the experimental studies of the temporal characteristics of optical radiation for two specific wavelengths within the duration of the single high-voltage pulse (160  $\mu$ s).

One can observe that the optical emission starts with a delay relatively to the beginning of current pulse (current pulse is marked on figures 18, 19 by vertical risk). However, duration of the optical emission exceeds the duration of the high voltage pulse.

Thus, relying on the quantitative indicators of the electric field intensity, frequency MWRSJP and frequency of phase jumps, etc., the prospect of creating a source of light radiation of low power (100 W) is implemented. It is based on the consideration of a stochastic microwave discharge with high efficiency at low pressure of working gas.

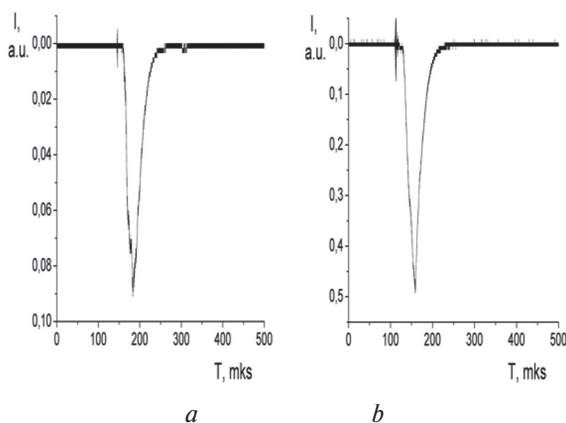


Fig. 18. Dependence of the optical radiation intensity on time for the wavelength 485 nm within a duration of one high-voltage pulse for gas pressures of  $P = (a) 28$  and  $(b) 4.8$  Pa

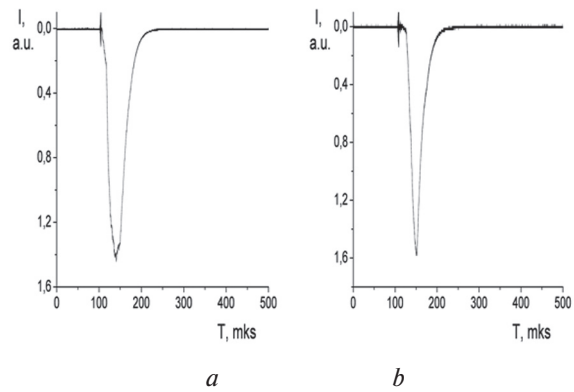


Fig. 19. The dependence of the optical radiation intensity on time for a wavelength of 651 nm within a duration of one high-voltage pulse for gas pressures of  $P = (a) 28$  and  $(b) 4.8$  Pa

### 7. CONCLUSIONS

In this article we described the investigation of BPGs producing stochastic oscillations caused by electron beam-plasma collective interactions.

Laboratory models of high-power stochastic oscillation generators were implemented using the slow-wave helix-plasma systems with either single or double modified helices. Their performance was investigated.

The obtained experimental results (the dispersion properties of helix-plasma waveguides, the frequency spectrum broadening mechanisms, the threshold and critical currents) turned out to be in qualitative agreement with theory.

At the stage of discharge in the coaxial waveguide, the discharge becomes nonuniform along its length due to the strong absorption of MWRSJP. The electric field amplitude decreases by more than one order when approaching to the waveguide exit.

During the maintenance of MWRSJP discharge in the waveguide, gas ionization leads to almost complete decay in the spectrum of the output signal from the coaxial waveguide of the main spectral components of the input microwave signal.

With the distance increasing from the input of MWRSJP into the coaxial waveguide, the discharge optical radiation intensity decreases significantly, becoming inhomogeneous, as well as its cross-section decreases.

With air pressure decreasing, the optical radiation from the discharge becomes more reach with shorter wavelength. Thus, if at the pressure of 20 Pa, the radiation has red colour, then at pressure of 2Pa the radiation becomes blue.

MWRSJP and discharge optical radiation are observed in time almost throughout the pulse duration of electron beam current in BPG.

When the frequency of MWRSJP signal and the frequency of phase jumps are those as observed in the conducted investigations, there is enough to have the magnitude of electric field equals to 50 V / cm, for the creation and maintenance of the discharge in air.

Thus, based on the quantitative indicators, such as the electric field intensity, frequencies of MWRSJP and phase jumps it can be expected the following. The

prospective creation of an efficient light radiation source of low power (100 W) in a wide range of air pressure, in which the discharge is ignited and maintained stably, becomes a reality. The main task of future experimental and theoretical research is to optimize the gas mixture for the discharge of quasi-solar optical spectrum.

The results might also be of some use in connection with additional plasma heating in nuclear fusion devices due the fact that, the electron heating by microwave radiation with jumping phase is collisionless. Thus the heating efficiency by MWRSJP does not decrease when the temperature increases, whereas the usual heating by the regular radiation is to be collisional and becomes less and less efficient at increasing temperature. Moreover, instead of pulse working regime of BPG, the constant working regime which is important for tokamak plasma, in principle may be elaborated.

The developing of a new type of the high efficiency sources of optical radiation with quasi solar spectrum would make a fundamental breakthrough in lighting technology.

#### References

- [1] *Akhiezer A.I. and Fainberg Ya.B.* Beam Instability, Otchet khFTI AN USSR (Report of Kharkov Physics and Technology Institute, Academy of Science, USSR). 1948. P. 30.
- [2] *Akhiezer A.I. and Fainberg Ya.B.* About Interaction of beams of charged particles with electron plasma. //Dokl. Akad. Nauk SSSR. 1949. Vol. 69, no. 4. P. 555-556.
- [3] *Akhiezer A.I. and Fainberg Ya.B.* About high-frequency of electron plasmas. //Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1951. vol. 21. P. 1262-1269.
- [4] *Fainberg Ya.B.* Interaction of beams of charged particles with plasma. //At. Energ. 1961. Vol. 11, no. 4. P. 313-315.
- [5] *Fainberg Ya.B.* Interaction of beams of charged particles with plasma. A Survey of Phenomena in Ionized Gases, Vienna: IAEA. 1968. P. 149-172.
- [6] *Berezin A.K., Fainberg Ya.B., Bolotin L.I. et al.* About beam instability control. Plasma Phys. and Controll. //Nucl. Fusion Res. Vienna: IAEA, 1969. Vol. 2. P. 723-732.
- [7] *Berezin A.K., Fainberg Ya.B., and Bez'yazychnyi I.A.* Experimental studies of possibility of instability control with help modulation. //Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1968. #. 7. P. 156-160.
- [8] *Longinov A.V. and Stepanov K. N.* High-Frequency Plasma Heating / Ed. A.G. Litvak. (New York: American Institute of Physics) 1992. P. 93-238
- [9] *Parail V, Belo P, Boerner P, Bonnini X, Corrigan G, Coster D, Ferreira J, Foster A., Garzotti L., Hogeweij G M D, Houlberg W, Imbeaux F, Johner J, Kochl F, Kotov V, Lauro-Taroni L, Litaudon X, Lonroth J, Pereverzev G, Peysson Y, Saibene G, Sartori R, Schneider M, Sips G, Strand P, Tardini G, Valovic M, Wiesen S, Wischmeier M, Zagorski R,* JET EFDA contributors and EU ITM Integrated modelling of ITER reference scenarios // Nuclear Fusion. 2009. Vol. 49. 075030
- [10] *Lin Y, Rice J E, Wukitch S J, Greenwald M J, Hubbard A E, Ince-Cushman A, Lin E S, Marmor L, Porkolab M., Reinke M L, Tsujii N, Wright J C, and Alcator C-Mod Team.* Observation of ion cyclotron range of frequencies mode conversion plasma flow drive on Alcator C-Mod //Physics of Plasmas. 2009. Vol. 16 056102
- [11] *Shiraiwa S, Ko J, Meneghini O, Parker R, Schmidt A E, Scott S, Greenwald M, Hubbard A E, Hughes J, Ma Y, Podpaly Y, Rice J E, Wallace G, Wilson J R, Wolfe S M, and Alcator C-Mod Group.* Full wave effects on the lower hybrid wave spectrum and driven current profile in tokamak plasmas. //Phys. Plasma. 2011. Vol. 18 080705
- [12] *Daughton William* 2010 Formation and Inter-action of Flux Ropes in 3D Collisionless Magnetic Reconnection Proc. 52th APS-DPP Meeting (Chicago, IL, USA), invited report <http://meetings.aps.org/link/BAPS.2010.DPP.U12.1>
- [13] *Malova Kh V, Zelenyi L M, Mingalev O V, Mingalev I V, Popov V Yu, Artemyev A V and Petrukovich A A* Current Sheet in a Non-Maxwellian Collisionless Plasma: Self-Consistent Theory, Simulation and Comparison with Spacecraft Observations. //Plasma Physics Reports. 2010. Vol. 36. P. 841-858
- [14] *Uhm H S, Hong Y C, and Shin D H A* microwave plasma torch and its applications. //Plasma Sources Sci. Technol. 2006. Vol. 15 P. S26-S34
- [15] *Gritsinin S I, Davydov A M, Kossyi I A, Arapov K A and Chapkevich A A.* A Biresonant Plasma Source Based on a Gapped Linear Micro-wave Vibrator. //Plasma Phys. Rep. 2011. Vol. 37 P. 263-272
- [16] *Dolan J T, Ury M G and MacLellan D A* Microwave Powered Electrodeless Light Source Proc.VI Int. Symp. on Science and Technology of Light Sources (Budapest, Hungary). 1992. P. 301-311.
- [17] *Didenko A, Zverev B, Koljashkin A and Prokopenko A.* Development of Microwave Powered Electrodeless Light Source in MEFH Proc. of IV Int. Workshop "Microwave Discharges: Fundamentals and Applications" (Zvenigorod, Russia) /ed. by Yu.A. Lebedev. (M.: Yanus-K). 2001. P. 235-244
- [18] *Berezin A.K., Fainberg Ya.B., Artamoshkin A.M., Bez'yazychnyi I.A., Kurilko V.I., Lyapkalo Yu.M. and Us V.S.* Beam-Plasma Generator of Stochastic Oscillations of Decimeter Wavelength Band. //Plasma Phys. Rep. 1994. Vol. 20. P. 703-709
- [19] *Karas' V. I. and Levchenko V. D.* Penetration of a Microwave with a Stochastic Jumping Phase (MSJP) into Overdense Plasmas and Electron Collisionless Heating by It //Problems of Atomic Sci. and Technol. Ser. Plasma Electronics and New Acceleration Methods 2003. Vol. 4(3). P. 133-136
- [20] *Alisov A F, Artamoshkin A M, Zagrebely I A, Zemlyansky N M, Karas' V I, Fainberg Ya B, Solodovchenko S I and Shtan' A F* Experimental Study of a Propagation Microwave Radiation with Stochastic Jumping Phase in Overdense Plasmas. // Problems of Atomic Sci. and Technol. Ser. Plasma Electronics and New Acceleration Methods. 2003. Vol. 4(3). P. 69-73
- [21] *Karas' V I, Fainberg Ya B, Alisov A F, Artamoshkin A M, Bingham R, Gavrilenko I V, Levchenko V D, Lontano M, Mirny V I, Potapenko I F, and Starostin A N* Interaction of Microwave Radiation Undergoing Stochastic Phase Jumps with Plasmas or Gases //Plasma Phys. Rep. 2005. Vol. 31. P. 748-760
- [22] *Karas' V I, Alisov A F, Artamoshkin A M, Bingham R, Mirny V I, Gavrilenko I V, Zagrebely I A, Potapenko I F and Us V S* Gas Breakdown and Initiation of a Microwave Discharge in a Low Pressure Gas by Pulsed Microwave Radiation with a Stochastically Jumping Phase (I). // Problems of Atomic Sci. and Technol. Ser. Plasma Electronics and New Acceleration Methods. 2005. Vol. 5(5). P. 54-58



- [23] Karas' V I, Alisov A F, Artamoshkin A M, Bingham R, Gavrilenko I V, Zagorodny A G, Zagrebelny I A, Lontano M, Mirny V I, Potapenko I F and Us V S Breakdown and Discharge in Low Pressure Gas Created by a Microwave Radiation Undergoing Stochastic Phase Jumps (II). // Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Plasma Physics. 2006. Vol. 6. P. 163-165
- [24] Karas' V I, Karas' IV, Zagorodny A G, Zasenko V I, Potapenko I F and Starostin A N Microwave Radiation with a Stochastically Jumping Phase in Plasmas // Electromagnetic waves and electron systems. 2010. Vol. 15. P. 47-68
- [25] Karas' V I, Alisov A F, Artamoshkin A M, Berdin S A, Golota V I, Yegorov A M, Zagorodny A G, Zagrebelny I A, Zasenko V I, Karas' V I, Karas' IV, Potapenko I F and Starostin A N Low Pressure Discharge Induced by Microwave Radiation with a Stochastically Jumping Phase. // Plasma Phys. Rep. 2010 Vol. 36. P. 736-749
- [26] Karas' V I, Alisov A F, Artamoshkin A M, Berdin S A, Golota V I, Yegorov A M, Zagorodny A G, Zagrebelny I A, Zasenko V I, Karas' V I, Karas' IV, Potapenko I F and Starostin A N Low Pressure Discharge Induced by Microwave Radiation with a Stochastically Jumping Phase. // Dopovidi NAS of Ukraine. 2010. Vol. 8. P. 74-82
- [27] Bezyazychny I.A., Berezin A.K., Fainberg Ya.B. et al. Intensive high-frequency oscillations in beam-plasma discharge. // At. Energ. 1969. Vol. 26, #3. P. 256-259.
- [28] Berezin A.K., Fainberg Ya.B., and Bolotin L.I. et al. Control of beam instabilities. // Nuclear Fusion, 1969. Special suppl. P. 251-255.
- [29] Raiser Yu P 1980 Fundamentals of Modern Gas-Discharge Physics (Moscow: Nauka, 1980)
- [30] Artamoshkin A M, Alisov A F, Bolotov O V, Golota V I, Karas' V I, Karas' I V, Potapenko I F, Yegorov A M and Zagrebelny I A Low pressure discharge induced by microwave with stochastically jumping phase Proc. Int. Conf. on Plasma Physics EPC ICPP 2012 (Stockholm, Sweden). 2012.

Manuscript received November, 23, 2012



**Karas' Vyacheslav Ignat'evich**, Doctor of Phys.&Math Sciences, Professor, Head of Laboratory of National Science Center Kharkov Institute of Physics & Technology of National Academy of Sciences of Ukraine, plasma physics, plasma electronics, physical kinetics, theory of condensed state, nonlinear dynamics.



**Golota Vladimir Ivanovich**, Doctor of Philosophy. Phys&Math Sciences, Senior Scientist, Head of DSeparment of National Science Center Kharkov Institute of Physics & Technology of National Academy of Sciences of Ukraine, plasma physics, plasma electronics, chemical kinetics, nonequilibrium plasmachemistry.



**Egorov Alexey Mikhaylovich**, Doctor of Phys.&Math Sciences, Professor, Corresponding Member of NASU, Deputy of General director of National Science Center Kharkov Institute of Physics & Technology of National Academy of Sciences of Ukraine (NASU), plasma physics, plasma electronics, charged particle accelerators.



**Potapenko Irina Fedorovna**, Doctor of Phys.&Math Sciences, Professor, Leading Scientist of Keldysh Institute of Applied Mathematics of Russian Academy of Sciences, mathematical simulation of kinetic equations, plasma physics, plasma electronics, physical kinetics, nonlinear dynamics.



**Zagorodny Anatoly Glebovich**, Doctor of Phys.&Math Sciences, Academician of NASU, Professor, Director of Bogolyubov Institute of Theoretical Physics of National Academy of Sciences of Ukraine, plasma physics, plasma electronics, theoretical physics.

УДК 533.9

**Мікроволнове випромінювання со стохастически прыгающей фазой (МВИСПФ): получение и применение для иницирования разряда низкого давления / В.И. Карась, В.И. Голота, А.М. Егоров, И.Ф. Потапенко, А.Г. Загородный // Прикладная радиоэлектроника: науч.-техн. журнал. — 2012. — Том 11. — № 4. — С. 463—475.**

В статье представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований получения стохастических осцилляций дециметрового диапазона длин волн в результате коллективного взаимодействия электронного пучка с плазмой. Продемонстрирована возможность создания пучково-плазменного генератора стохастических осцилляций дециметрового диапазона. В статье найдены условия поджига в воздухе микроволнового разряда, его стабильного горения благодаря МВИСПФ и диапазон давлений, в котором требуемая мощность минимальна. Экспериментально исследованы оптические характеристики плазмы разряда в широком диапазоне давлений.

**Ключевые слова:** микроволновое излучение, стохастические осцилляции, прыгающая фаза, генерация, низкое давление, поджиг разряда, электронный пучок, плазма, коллективное взаимодействие, коаксиальный волновод, пучково-плазменный генератор, оптические характеристики.

Ил. 19. Библиогр.: 30 назв.

УДК 533.9

**Мікрохвильове випромінювання зі стохастично стрибковою фазою (МХВССФ): отримання та застосування для ініціації розряду низького тиску / В.І. Карась, В.І. Голота, О.М. Егоров, І.Ф. Потапенко, А.Г. Загородний // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2012. — Том 11. — № 4. — С. 463—475.**

У статті наведені результати теоретичних та експериментальних досліджень отримання стохастичних осциляцій дециметрового діапазону довжин хвиль в результаті колективної взаємодії електронного пучка з плазмою. Продемонстрована можливість створення пучково-плазмового генератора стохастичних осциляцій дециметрового діапазону. У статті знайдено умови підпалювання у повітрі мікрохвильового розряду, його стабільного горіння завдяки МХВССФ та діапазон тисків, в якому потрібна потужність мінімальна. Експериментально досліджені оптичні характеристики плазми розряду в широкому діапазоні тисків.

**Ключові слова:** мікрохвильове випромінювання, стохастичні осциляції, стрибкова фаза, генерация, низький тиск, підпалювання розряду, електронний пучок, плазма, колективна взаємодія, коаксіальний хвилевід, пучково-плазменний генератор, оптичні характеристики.

Іл. 19. Бібліогр.: 30 найм.

## ВЧ-ПРОБОЙ ГАЗА ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНОЙ ПРИ БЕЗЭЛЕКТРОДНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ПЛАЗМЕННОГО КАНАЛА ПЛАЗМЕННОЙ АНТЕННЫ

И.М. МИНАЕВ, А.А. РУХАДЗЕ, Г.П. КУЗЬМИН, В.Н. КОНОВАЛОВ

Существуют различные способы создания плазмы в газовом канале плазменных антенн. Наиболее перспективный — возбуждение собственным излучением передатчика. Пробой газа осуществляется и поддерживается поверхностной волной, условия возникновения которой определяются способом возбуждения, волноводным или индуктивным (емкостным). При индуктивном (емкостном) способе развитие поверхностной волны отличается от волноводного. В работе рассматриваются условия ВЧ-пробоя газового канала бегущей волной, образованной на границе раздела плазма-диэлектрик при индуктивном (емкостном) способе возбуждения плазменного канала.

**Ключевые слова:** поверхностная волна, поле излучения передатчика, разряд, плазма.

В ряде работ [1-5] для управления электродинамическими параметрами антенн предлагается в качестве токнесущего элемента, вместо металлического проводника, использовать плазму. При этом, как правило, рассматриваются характеристики антенн, ДН, КПД и др. при условии, что плазменный проводник уже создан и его характеристики мало отличаются от характеристик металлического проводника.

Наибольший интерес вызывают вибраторные плазменные антенны, плазма в которых возбуждается излучением собственного передатчика. Характеристики плазменных вибраторных антенн определяются геометрическими параметрами диэлектрической трубки (длиной и диаметром), составом и давлением газа в трубке и плотностью создаваемой в этой трубке плазмы (диэлектрическая трубка, заполненная плазмой, является аналогом металлической вибраторной антенны). Плотность носителей в плазме

определяет мощность излучения, частотный диапазон и диаграмму направленности плазменной антенны. Одним из параметров плазменной антенны, которому уделяется меньше внимания, является скорость выхода плазменной антенны на рабочий режим, т.е. процесс развития плазменной области.

При безэлектродном методе возбуждения плазмы используется: волноводная, рис. 1 а, или индуктивная (емкостная), рис. 1 б, схема связи источника с антенной.

В [1] аналитически, численным моделированием и лабораторными экспериментами было показано, что в газоразрядных трубках, наполненных разреженным газом, возможно одностороннее возбуждение протяженного ВЧ разряда в волноводной схеме возбуждения, поддерживаемого распространением азимутально-симметричной поверхностной волны  $E_0$ . При плазменной частоте, превосходящей частоту

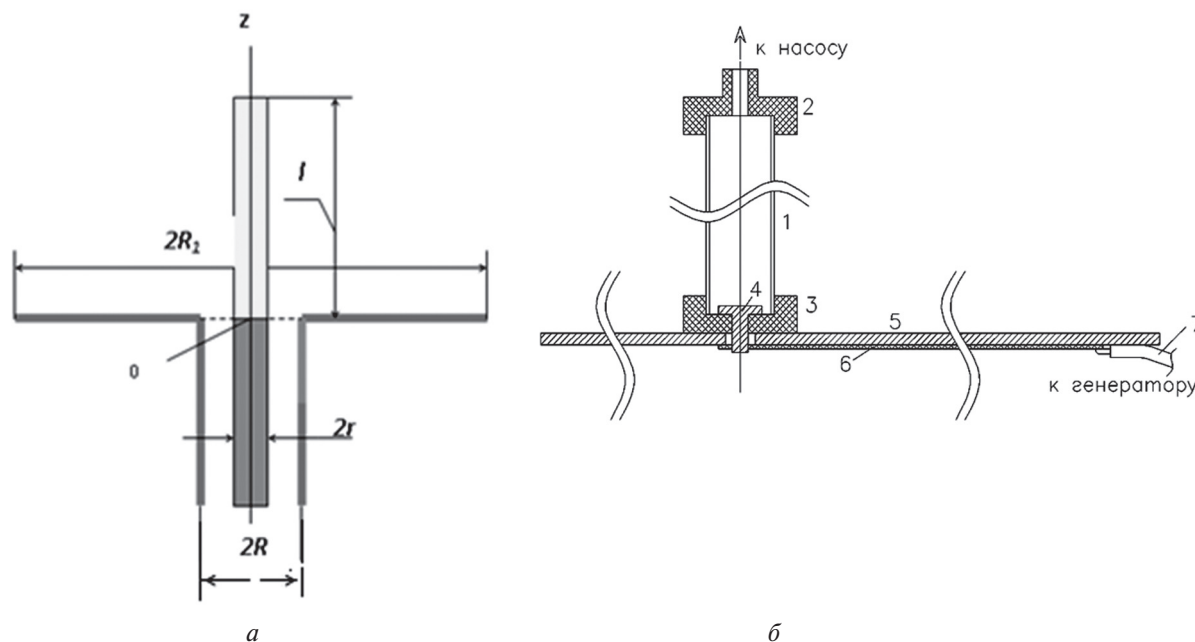


Рис. 1. а — волноводная схема возбуждения [1] (цилиндрический волновод диаметром  $2R$ , кварцевая трубка диаметром  $2r$ , металлический экран диаметром  $2R_2$ , внешняя часть кварцевой трубки длиной  $l$ ), б — индуктивная схема возбуждения [5] (1 — кварцевая трубка, 2, 3 — диэлектрическая пробка, 4 — электрод, 5 — металлическое основание, 6 — согласующая линия, 7 — генератор)

поля не менее чем на порядок, фазовая скорость медленной поверхностной волны приближается к скорости света. При этом условия бесстолкновительная плазма служит хорошим проводником для ее эффективного использования в качестве несимметричной вибраторной антенны.

В индуктивной (емкостной) схеме ионизация начинается на торце трубки объемной волной, излучаемой на открытом конце коаксиального кабеля, соединенного через элемент связи с диэлектрической трубкой, заполненной газом, рис. 1, б. Создание плазменного канала объемной волной происходит при условии, когда  $E_v$  превышает уровень  $E_{пр}$  для газа, заполняющего диэлектрическую трубку. Начальный пробой газового промежутка происходит в области сочленения коаксиального кабеля, идущего от генератора, и диэлектрической трубки. Линейный размер разрядного промежутка составляет  $\sim 2r$ . В ближней зоне поле  $E$  разрядного промежутка спадает при удалении от центра и лежит между значениями  $E \sim 1/r^3$  (поле диполя) или  $y \sim 1 - \frac{z}{\sqrt{z^2 + d^2}}$  – поле заряженного диска, рис. 2 [10].

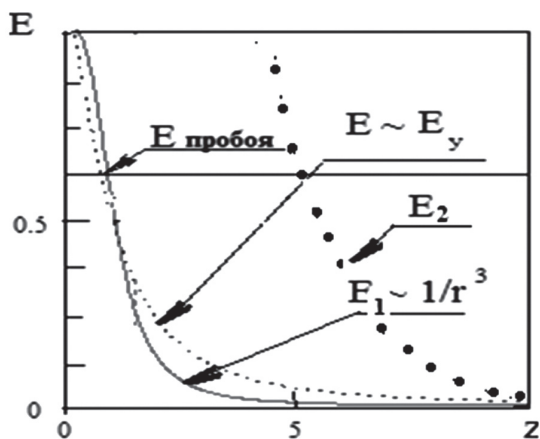


Рис. 2. Зависимость величины  $E_v$  от расстояния до разрядного промежутка

При такой зависимости величины  $E_v$  от  $z$  линейный размер разрядной области  $\sim r_0$ . Дальнейшее увеличение  $E_v$  объемной волны не приведет к значительному росту линейного размера разрядной области. Увеличение  $E_v$  в 10 раз (рис. 2,  $E_2$ ) приводит к росту разрядной области в 4-5 раз.

Измерение распределения концентрации зарядов по сечению и вдоль разрядной трубки производилось по интенсивности свечения плазменного столба. Такой метод не дает возможности сделать оценку абсолютных величин (необходима калибровка схемы измерений), но позволяет проследить характер распределений и временные зависимости в переходных процессах.

На рис. 3 приведены результаты измерений светимости плазменного столба вдоль оси трубки. Результаты показывают, что при давлении газа  $\sim 5-10$  Торр (газ аргон) концентрация падает

быстрее, чем  $R^{-3}$ , и в поле объемной волны не удается добиться возбуждения протяженного ВЧ разряда.

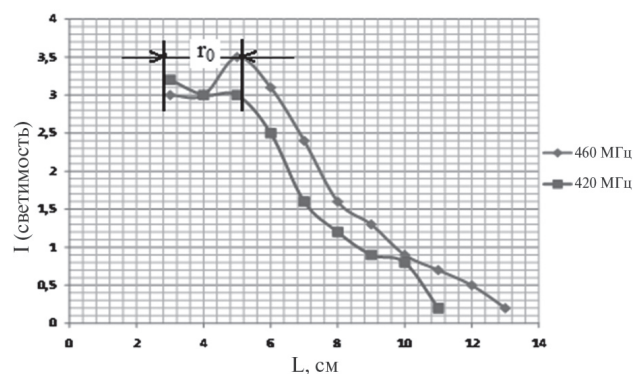


Рис. 3. Вертикальное распределение светимости на частотах 420, 460 МГц ( $r_0$  – область разряда на торце трубки, мощность генератора 20 Вт)

При уменьшении давления газа ( $\leq 3$  Торр, аргон с насыщенными парами ртути) в трубке образуется ионизованная область, и при увеличении мощности генератора длина плазменной области возрастает практически линейно, рис. 4.

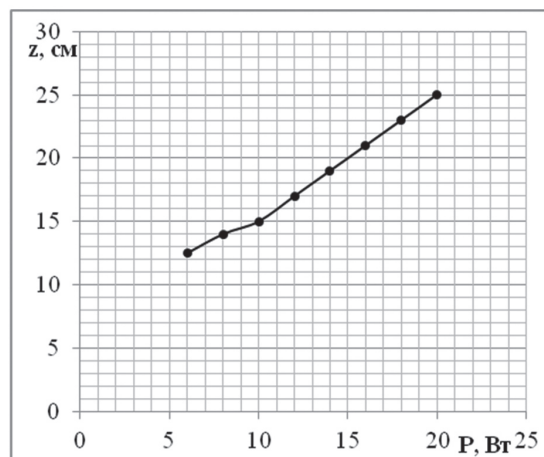


Рис. 4. Зависимость длины плазменного столба от мощности генератора

Эти результаты показывают, что увеличение длины плазменной области происходит за счет возникновения поверхностной волны.

На рис. 5 представлены результаты измерений распределения зарядов по сечению разрядной трубки. Между плазменным столбом и стенками трубки образуется вакуумный зазор из-за ухода зарядов на стенки и низкой температуры самой стенки.

Поверхностная волна распространяется вдоль плазменного столба, распределение концентрации зарядов по сечению которого имеет вид, представленный на рис. 5.

Для распространения поверхностной волны необходимо, чтобы концентрация электронов превышала некоторый начальный уровень. Для определения этого уровня рассмотрим распространение вдоль оси  $OZ$  поверхностной  $E$ -волны



(плоский случай) с отличными от нуля компонентами поля  $E_x, B_y, E_z$ , спадающими в направлении оси  $Ox$  по обе стороны от плоской поверхности полупространства  $x = 0$ . Область  $x < 0$  считается занятой средой с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon(\omega)$ , область  $x > 0$  – вакуум.

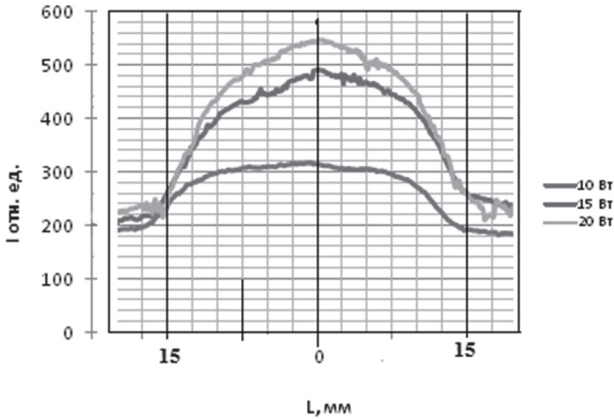


Рис. 5. Поперечное распределение светимости плазменного столба (частота генератора 460 МГц, мощность 10, 15, 20 Вт)

Уравнения поля в этом случае сводятся к системе [6]:

$$\begin{cases} \Delta E_{z^+} = \frac{\omega}{c^2} \epsilon(\omega) E_z = 0 \\ E_x = -\frac{i}{k^2} k_z \frac{\partial E_z}{\partial x}, B_y = -\frac{i\omega}{ck^2} \epsilon(\omega) \frac{\partial E_z}{\partial x} \end{cases} \quad (1)$$

Решения уравнений (1), которые справедливы как при  $x < 0$ , так и при  $x > 0$  представляются в виде

$$E_z = \begin{cases} C_1 \exp \left[ -\sqrt{k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon} x \right] & \text{при } x \geq 0 \\ C_2 \exp \left[ -\sqrt{k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} } x \right] & \text{при } x \leq 0, \end{cases} \quad (2)$$

где  $k^2 = k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon$ .

Предполагается, что реальная часть показателей экспонент в (2) больше нуля. Система (1) дополняется граничными условиями на плоскости  $x = 0$ , которые получаются из системы (1) путем ее интегрирования вблизи поверхности раздела сред:

$$\{E_z\}_{x=0} = 0, \quad \{B_y\}_{x=0} = \left\{ \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial x} \right\}_{x=0} = 0. \quad (3)$$

Подстановка решений (2) в граничные условия (3) приводит к следующему дисперсионному уравнению для определения спектра частот поверхностной волны на плоской поверхности раздела проводящая среда-вакуум

$$\sqrt{k_z^2 c^2 - \omega^2 \epsilon} + \epsilon \sqrt{k_z^2 c^2 - \omega^2} = 0. \quad (4)$$

В работе [9] проведен анализ уравнения (4) для модели

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_0 - \frac{\omega_{Le}^2}{\omega(\omega + i\nu_e)}, \quad (7)$$

где  $\omega_{Le} = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m}}$ ,  $e$  – заряд,  $m$  – масса электрона,  $n_e$  – концентрация электронов,  $\epsilon_0 > 0$  – остаточная статическая диэлектрическая постоянная среды. Эта модель хорошо описывает слабоионизованную плазму, в которой  $\nu_e$  – частота столкновений электронов с нейтральными частицами.

Уравнение (4) при подстановке в него (7) имеет слабозатухающее решение с  $Re\epsilon(\omega) \gg Im\epsilon(\omega)$  в двух предельных случаях: а) в случае  $\omega \gg \nu_e$ , соответствующем слабостолкновительной плазме, и б) в случае  $\nu_e \gg \omega$ , соответствующем электронному газу металлов. В этих предельных случаях выражение (7) принимает вид

$$\begin{aligned} \epsilon(\omega) &= \epsilon_0 - \frac{\omega_{Le}^2}{\omega^2} \left( 1 - i \frac{\nu_e}{\omega} \right), \\ \epsilon(\omega) &= \epsilon_0 - \frac{\omega_{Le}^2}{\nu_e^2} + i \frac{\omega_{Le}^2}{\omega \nu_e}. \end{aligned} \quad (8)$$

В первом случае мнимая часть диэлектрической проницаемости мала по сравнению с действительной частью, а во втором – наоборот, она намного превосходит действительную часть. В первом случае решение уравнения (4) записывается в виде

$$\omega = \omega(k) + i\nu_e / 2, \quad (9)$$

Кривая 2 –  $\omega(k)$  при произвольных значениях отношения  $\omega / \omega_{Le}$  представлена на рис. 6.

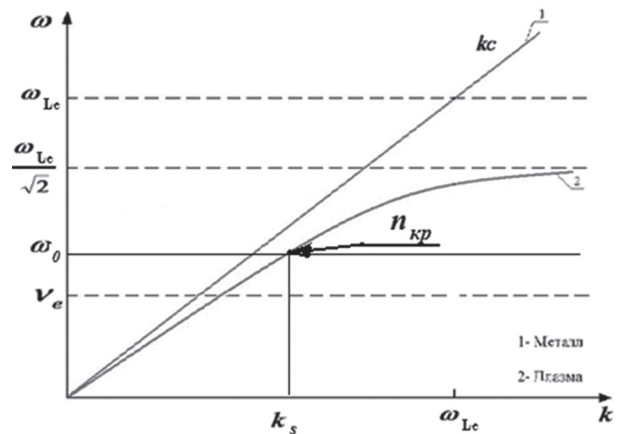


Рис. 6. Спектр частот поверхностной волны

Аналитическое же решение находится в указанных выше предельных случаях и имеет вид

$$\omega = \begin{cases} kc & \text{при } kc \ll \omega_{Le} / \sqrt{\epsilon_0}, \\ \omega_{Le} / \sqrt{\epsilon_0 + 1} & \text{при } kc \gg \omega_{Le} / \sqrt{\epsilon_0}. \end{cases} \quad (10)$$

Решение, представленное на рис. 6, справедливо лишь в области частот  $\omega = kc \gg \nu_e$ .

В обратном же пределе, т.е. в области низких частот,  $\omega \ll \nu_e$  и высокой проводимости среды, решения уравнения (4) находится аналитически при подстановке в него второго выражения (8), и оно имеет вид

$$\omega = kc \left[ 1 + \frac{k^2 c^2 \nu_e^2}{2\omega_{Le}^4} \left( \varepsilon_0 - \frac{\omega_{Le}^2}{\nu_e^2} \right) \right] - i \frac{k^2 c^2 \nu_e}{2\omega_{Le}^2}. \quad (11)$$

Действительная часть (11) практически совпадает с первым выражением (10), представленным кривой 2 на рис. 6. Мнимая же часть мала и отличается от мнимой части выражения (9). Здесь же следует отметить, что существование решения (11), а следовательно, также и низкочастотной поверхностной волны, обусловлено неравенством

$$\omega_{Le}^2 \gg \varepsilon_0 \nu_e^2, \quad (12)$$

что согласуется с результатом работ [8, 9], а именно, с условием  $\text{Re} \varepsilon(\omega) < 0$ .

Рассмотрим, как выполняется это неравенство в указанных выше средах. В газовой плазме низкого давления,  $P_0 < 10^{-2} \text{ тор}$ , с диэлектрической проницаемостью, определяемой первым выражением (8), величина  $\varepsilon_0 \sim 1-3$ , а  $\omega_{Le}^2 \gg \omega^2 \gg \nu_e^2$ . В радиочастотной области для существования поверхностных волн при этом должно выполняться условие  $\omega \gg \nu_e$ . Это условие выполняется во всей области радиочастот, начиная с  $f \approx 10^5 \text{ Гц}$ . В слабоионизованной газовой плазме относительно высокого давления,  $P_0 \geq 10 \text{ тор}$ , величина  $\nu_e \approx 6 \cdot 10^9 P_0 \geq 6 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ , а следовательно, в области радиочастот  $\nu_e \gg \omega$  и для существования поверхностных волн плотность плазмы должна быть достаточно большой,  $\omega_{Le} > \nu_e$ , т.е.  $n_e > 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

Таким образом, при возбуждении плазмы собственным излучением передатчика поверхностная волна возбуждается при условии, когда действительная часть диэлектрической проницаемости  $\varepsilon(\omega)$  в (7) меньше нуля, т.е. выполняется условие.

При  $\nu_e^2 = 0$  поверхностная волна распространяется при  $\frac{\omega_{Le}}{\sqrt{2}} > \omega$ ; при  $\nu_e^2 > 0$  плазменная частота, при которой распространяется поверхностная волна, возрастает, и при недостаточной мощности передатчика может потребоваться сторонний источник создания плазмы [3].

Полученный результат позволяет определить начальную концентрацию  $n_{кр}$  плазмы в диэлектрической трубке, с которой начинается развитие поверхностной волны при  $\nu_e^2 = 0$ .

Воспользовавшись выражением (5) для  $\varepsilon(\omega)$ , определим  $n_{кр}$

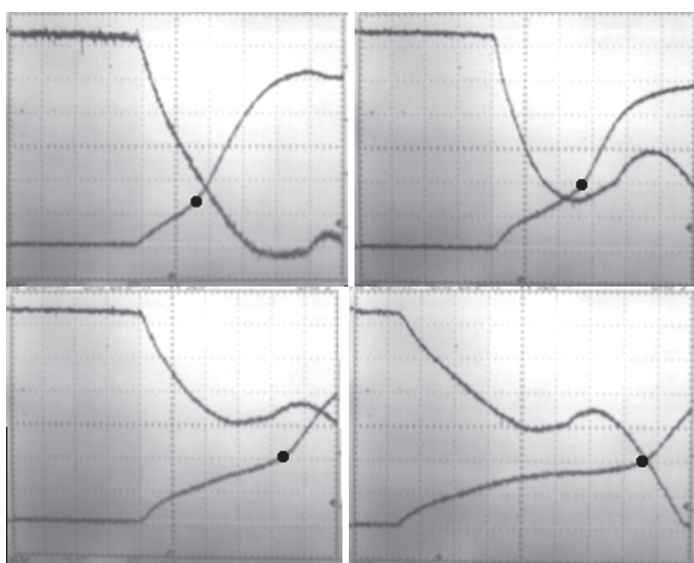
$$n_e = \frac{\omega_0^2 m}{4\pi e^2}. \quad (14)$$

При  $\nu_e^2 > 0$  будет определяться как:

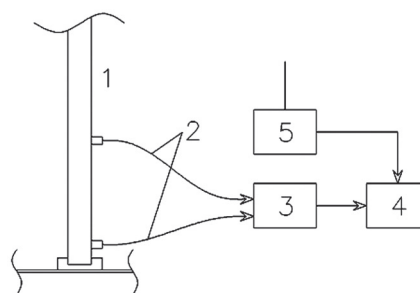
$$n_e = \frac{(\omega_0^2 + \nu_e^2) m}{4\pi e^2}. \quad (15)$$

Для возникновения поверхностной волны концентрация плазмы в разрядной области должна достигать значений определяемых (14) или (15). Такая начальная концентрация создается за счет ионизации газа в разрядной трубке внутри волновода, рис. 1а, или на торце разрядной трубки, рис. 1б.

Поле  $E$  поверхностной волны поднимает концентрацию до значений  $\sim 10^{12}$  [1]. В момент возникновения разряда область, занятая плазмой, имеет линейный размер  $\sim r_0$ , и поверхностная



а



б

Рис. 7. а – показания осциллографа при различных расстояниях между световодами (3 см, 10 см, 15 см, 20 см), где нижняя кривая – суммарная светимость световодов; развёртка 250 мкс/дел, верхняя кривая (инверсная) – принимаемая мощность, б – структурная схема стенда (1 – кварцевая труба (лампа); 2 – световоды; 3 – ФЭУ; 4 – осциллограф; 5 – диодный детектор)

волна существует в этой области на границе плазма-диэлектрик. В области, где нет плазмы, нет и поверхностной волны, волна отражается с коэффициентом отражения  $R < 1$ .

Измерения скорости ионизации плазмы в диэлектрической трубке (люминесцентная лампа диаметром 20 мм, давлением 3 Торр, газ – аргон с насыщенными парами ртути), возбуждаемой излучением высокочастотного передатчика, проводят в диапазонах частот 430–440 МГц. На рис. 7 представлена осциллограмма показаний осциллографа (суммарного сигнала от световодов – нижняя кривая на графике и напряжение на диодном детекторе размещенном на расстоянии 0,5 м от антенны – верхняя кривая на графике).

На рис. 8 представлен график, показывающий изменение скорости фронта ионизации в зависимости от времени.

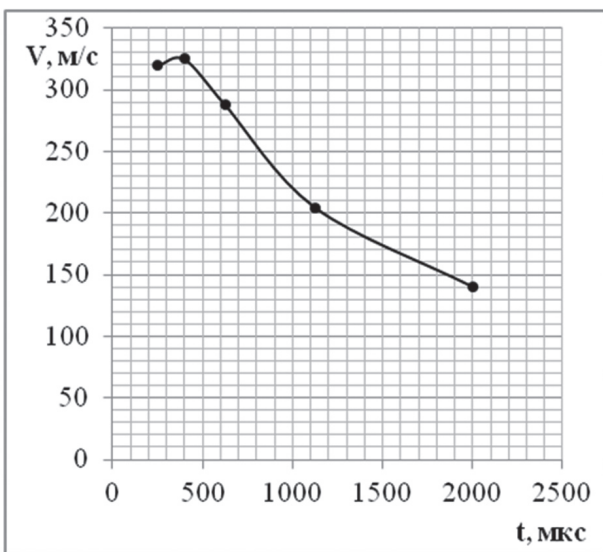


Рис. 8. Скорость продвижения фронта ионизации

Полученные результаты показывают, что длина плазменного столба достигает значений  $\sim \lambda/4$  (15 см) за время  $\sim 2$  мс.

### ВЫВОДЫ

Полученные результаты показывают, что начальная ионизация в диэлектрической трубке, заполненной газом, производится объемной волной, а поверхностная волна на границе плазма-«вакуум» возникает при достижении определенной плотности плазмы при условии  $\omega_{Le}^2 \gg \omega^2 \gg v^2$ . Возбуждение поверхностной волны при ионизации газа излучением собственного передатчика происходит при выполнении условия  $\omega_{Le}^2 \gg \omega^2 \gg v^2$ . Если это условие не выполняется, то для ионизации газа требуется сторонний источник создания плазмы.

Полученные результаты позволяют определить условия  $E_{прд}$ ,  $n_e$ ,  $\omega$  и  $v$ , при которых происходит ВЧ-пробой газа и поддержание плазмы бегущей волной при безэлектродном возбуждении плазменного канала, плазменной антенны.

### Литература.

- [1] Истомин Е.Н., Карфидов Д.М., Минаев И.М., Рухадзе А.А., Тараканов В.П., Сергейчев К.Ф., Трефилов А.Ю. Плазменный несимметричный вибратор с возбуждением поверхностной волной // Физика плазмы. — 2006. — Т. 32. — №4.
- [2] Минаев И.М., Рухадзе А.А., Сергейчев К.Ф., Трефилов А.Ю. Активная плазменная ВЧ-антенна, самосогласованная с источником колебаний. // Краткие сообщения по физике ФИАН. — №12. — 2005 г.
- [3] Borg G. G., Harris J. H., Martin N. M., Thorncraft D., Milliken R., Mitjak D.G., Kwan B., Ng T., Kircher J. // Plasmas as antennas: Theory, experiment and application. (Australian National University, Canberra, Australia), Physics of Plasmas, 2000, V. 7. P. 2198. 2202.
- [4] Ovsyanikov V.V., Jakimenko S.V. and Moroz S.M. // THE RESEARCH OF ANTENNAS ON THE COLD PLASMA. International Conference on Antenna Theory and Techniques, 6-9 October, 2009, Lviv, Ukraine, pp133-135.
- [5] Коновалов В.Н., Минаев И.М., Рухадзе А.А. Плазменные вибраторные антенны, возбуждаемые собственным излучением передатчик. — Радиотехника. — №10. — 2012 г.
- [6] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. — М.: Наука, 1988.
- [7] Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высшая школа, 1978. — С. 408.
- [8] Рухадзе А.А., Рухадзе К.З. Об условиях существования быстрой поверхностной волны ценнека // Инженерная физика. — 2011. — № 4. — С.68.
- [9] Минаев И.М., Рухадзе А.А. Еще раз об условиях существования поверхностной волны на поверхности проводящей среды // Инженерная физика. — 2012. — №3. — С. 4-7.

Поступила в редколлегию 26.11.2012



**Минаев Игорь Михайлович**, доктор технических наук, профессор, ведущий научный сотрудник ИОФ РАН. Область научных интересов: низкотемпературная плазма, высокоскоростной поток, число Маха, ударные волны, колебания и волны в плазме.



**Рухадзе Анри Амвросьевич**, доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник ИОФ РАН. Область научных интересов: физика плазмы, плазменная СВЧ электроника, колебания и волны в плазме, лазерная физика.



**Кузьмин Геннадий Петрович**, доктор физико-математических наук, профессор, руководитель лаборатории ИОФ РАН. Область научных интересов: квантовая электроника, газовый лазер.





**Коновалов Виктор Николаевич**, аспирант ИОФ РАН. Область научных интересов: плазма, эксперимент, конструирование.

УДК 533.915; 621.396.67

**ВЧ-пробой газа поверхностной волной при безэлектродном возбуждении плазменного канала плазменной антенны** / И.М. Минаев, А.А. Рухадзе, Г.П. Кузьмин, В.М. Коновалов // Прикладная радиоэлектроника: науч.-техн. журнал. – 2012. – Том 11. – № 4. – С. 476–481.

Є різні способи створення плазми в газовому каналі плазмових антен. Найбільш перспективний – збудження власним випромінюванням передавача. Пробой газу здійснюється і підтримується поверхневою хвилею, умови виникнення якої визначаються способом збудження, хвилеводним або індуктивним (ємнісним). При індуктивному (ємнісному) способі розвиток поверхневої хвилі відрізняється від хвилеводного. В роботі розглядаються умови ВЧ-пробою газового каналу хвилею, що біжить, утвореною на межі розді-

лу плазма-діелектрик при індуктивному (ємнісному) способі збудження плазмового каналу.

*Ключові слова:* поверхнева хвиля, поле випромінювання передавача, розряд, плазма.

Л. 08. Бібліогр.: 09 найм.

UDC 533.915;621.396.67

**RF gas breakdown by a surface wave at electrodeless excitation of the plasma channel of plasma antennas** / I.M. Minaev, A.A. Rukhadze, G.P. Kuzmin, V.N. Kononov // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2012. Vol. 11. № 4. – P. 476–481.

There are various ways of forming plasma in the gas channel of plasma antennas. The most perspective one is excitation by the transmitter own radiation. Gas breakdown is carried out and maintained by a surface wave the origin conditions of which are specified by the waveguide or inductive (capacitive) fashion of excitation. At the inductive (capacitive) fashion the surface wave development differs from the waveguide one. The paper considers the conditions of gas channel RF breakdown by a travelling way formed at the plasma-dielectric boundary under the inductive (capacitive) way of exciting a plasma channel.

*Keywords:* surface wave, transmitter radiation field, discharge, plasma.

Fig. 08. Refs.: 09 items.

## NOVEL GENERATION OF PLASMAOPTICAL DEVICES: FUNDAMENTAL RESULTS AND APPLICATIONS

*A.A. GONCHAROV, V.I. GUSHENETS, A.N. DOBROVOLSKIY, I.V. LITOVKO, E.M. OKS, A.S. BUGAEV*

The paper considers the current status of ongoing research and development of an electrostatic plasma lens for focusing and manipulating wide aperture high current electron beams. The first experimental and theoretical investigations of intense electron beams focusing due to a plasma lens with an axially symmetric positive space charge cloud produced by the cylindrical anode layer and magnetic electron insulation accelerator are presented.

*Keywords:* plasma lens, high-current beam.

### 1. INTRODUCTION

The fundamental concept of the novel plasma devices are based on application of plasma optical principles of magnetic insulation electrons and equipotentialization magnetic field lines for the control of over thermal electric fields introduced into the plasma medium for manipulating non-magnetized ions. The axially symmetric electrostatic plasma lens is a well-explored tool for manipulating and focusing high-current large-area, moderate energy positive heavy ion beams where the concern of a beam space charge neutralization is critical [1]. A numerous of effective plasma lenses for positive ion beams focusing were made and tested in NASU Institute of Physics, considerable quantity in collaboration with LBNL (Berkeley, USA). The electrostatic plasma lens is an axially symmetric plasma-optics device with a set of cylindrical ring electrodes located within the magnetic field region, with field lines connecting ring electrode pairs symmetrically about the lens middle plane. The robust construction, low energy consumption and high cost effectiveness make these tools attractive for applications in high dose implantation facilities, linear heavy ion accelerators, heavy ion fusion and other high technology.

The crossed electric and magnetic fields inherent plasma lens configuration provides the attractive method for establishing a stable plasma discharge at low pressure. Using plasma lens configuration in this way several cost-effective, low maintenance, high reliability plasma devices using permanent magnets were developed. In part, it was proposed and created cylindrical plasmaoptical magnetron sputtering device with virtual anodes and target utilization factor up to 100% and cylindrical plasma production device for the ion treatment of substrates with complicated cylindrical shape. These devices can be applied both for fine ion cleaning and activation of substrates before deposition and for sputtering. These plasma tools can be operated as stand-alone plasma devices, or as part of a single technological cycle together with a sputtering system [2].

One particularly interesting result of this background work was observation of the essential positive potential at the floating substrate. This suggested to us the possibility of an electrostatic plasma lens for

focusing and manipulating high-current beams of negatively charged particles, electrons and negative ions that is based on the use of the cloud of positive space charge in conditions of magnetic insulation electrons. The idea of the plasma lens based on electrostatic electron isolation for these aims was first proposed in [3]. Later it was proposed to use magnetic electron insulation for creation of a stable positive space charge cloud [4].

Here we describe the recent results of investigations the focusing wide aperture intense electron beam by positive space charge plasma lenses based on the ideas of magnetic electron insulation.

### 2. PLASMA LENS WITH MAGNETIC ELECTRON INSULATION

The lens is a cylindrical plasma accelerator with an anode layer and used as a device with magnetic insulation of electrons for creation of the dynamic cloud of positive space charge. The scheme of the plasma lens with magnetic insulation used for creation of the dynamic cloud of positive space charge is shown in Fig.1.

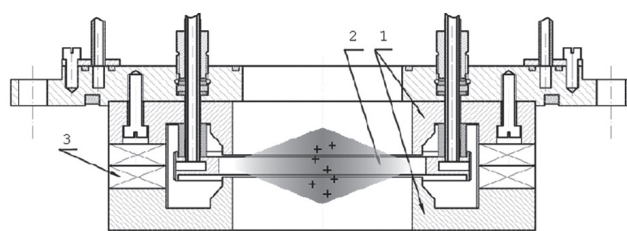


Fig.1. Scheme of the PL with magnetic electron insulation: 1 – cathode; 2 – anode; 3 – magnetic system based on permanent magnets

The beam of positively charged argon ions formed by the device converged to the system axis whereas electrons were magnetized in the anode layer. The plasma device described in those papers was adapted for focusing of intense negatively charged particle beams. The lens has a system of permanent magnets that produces an axially symmetric magnetic field between the poles of a magnetic circuit serving as a cathode. The magnetic field is controlled by varying the number of magnets or by using magnetic shunts. Because the magnetic field configuration is typical of

the single magnetic lens configuration, the lens will focus the transported electron beam. When a positive potential is applied to the anode, a discharge in the axial magnetic and radial electric crossed fields is ignited between the anode and the cathode. The electrons thus drift along closed trajectories in the azimuthal direction, repeatedly ionize atoms of the working gas, and gradually diffuse to the anode. Thus the ions formed are accelerated in the strong electric field created by the electron space charge and leave the ion source through a hole in the acceleration channel. The axially converging ion beam creates a positive space charge. In the experiments, the energy of the converging beam could reach 2,5 kV. Maximum potential will be in the center on cylindrical axis. Ions are stored in the cylinder volume until their own space charge creates a critical electric field. This field forces ions to leave the volume and the system comes to dynamic equilibrium after some relaxation time.

In Fig. 2 profiles of the floating potential measured in the central lens section at the pressure of  $5 \cdot 10^{-5}$  Torr and normalized to the corresponding anode potentials are shown. Reducing the magnetic field at the lens axial area doesn't change essentially shapes of floating potential distributions. Double-humped potential distribution is observed. Humps are formed in the paraxial area that indicates the influence of momentum aberrations on the converging positive ion beam dynamics. With anode potential growing, the anode potential to floating potential transfer efficiency decreases [5].

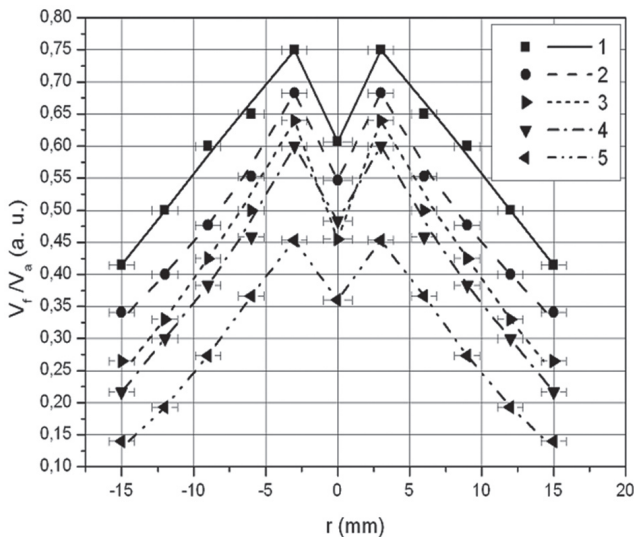


Fig. 2. Floating potential profiles normalized to corresponding anode potentials at pressure  $5 \cdot 10^{-5}$  Torr,  $z = 0$ , discharge voltage: 1 – 700 V; 2 – 850 V; 3 – 1000 V; 4 – 1200 V; 5– 1500 V

The electric field radial component  $E_r$  in the center of the lens at different anode potentials had been calculated by using floating potential profiles (see Fig. 3). One can see that the electric field magnitude reaching 400 V/cm depends weakly upon anode potential in the range of 700-1500 V at a given pressure in the lens.

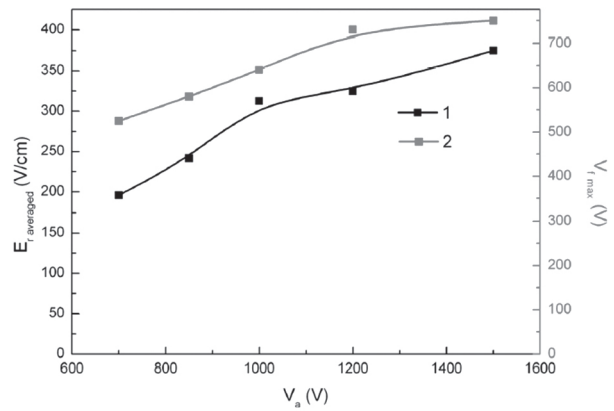


Fig 3. Averaged radial electric field (1) and maximum floating potential (2) in the plasma device volume vs. anode potential at pressure  $5 \cdot 10^{-5}$  Torr

### 2.1. Computer Simulation Results

The set of equations describing positive space charge accumulation process in plasma lens in the cylindrical coordinate system includes the Poisson (1), particles motion (2) and continuity law (3) equations:

$$(1/r) \partial(r \partial U / \partial r) / \partial r + \partial^2 U / \partial z^2 = 4\pi q_i n_i, \quad (1)$$

$$M_i \frac{dv_i}{dt} = q_i E + \frac{1}{c} [v_i \times B] \quad (2)$$

$$V \cdot \text{div}(j_{out}) = S \cdot j_{in}. \quad (3)$$

Here  $M_i$ ,  $q_i$ ,  $v_i$  are ion mass, charge and velocity respectively,  $E$  – electric field:  $E_r = -\partial U / \partial r$ ,  $E_z = -\partial U / \partial z$ ,  $U$  – potential,  $B$  – magnetic field,  $n_i$  – ion density,  $V$  – cylinder volume for this case,  $j_{in}$  – current density at the boundary of current-collecting surface  $S$  of radius  $r$  and height  $h$ , and  $j_{out}$  – the ion current density leaving the volume  $V$ . Knowing the space charge distribution we can determine the expulsive force acting on the particle on the boundary of space charge volume and calculate ions trajectories.

$$\oint_S E_s dS = \int_V \rho dV. \quad (4)$$

The simplest analytical solutions of (1)-(3) were obtained [6] and was shown that ion density that could accumulate around the system axis reaches  $0.1 \cdot 10^{10}$  to  $0.27 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  and electric field could reach 600V/cm. Equations (1)-(4) were solved numerically by PIC-method. Every time interval  $\Delta t$  (real time is approximately  $8 \cdot 10^{-8}$  sec)  $N$  new particles of charge  $q_i$  and mass  $M_i$  come to the volume. The magnitudes of  $N$ ,  $\Delta t$ ,  $q_i$  satisfy the considered relation:  $Nq_i/\Delta t = j_i S$ . Equation of motion (2) was solved both for “new” particles and for those that are still left in the volume (time step  $\Delta t \ll \Delta t$ ). After time  $\Delta t$  the distribution of the ion space charge was determined. The Poisson equation has been solved and potential electric field  $U(r, z)$  has been calculated. We have considered in our simulations that ions  $\text{Ar}^+$  in the beam with the total current 20 mA and energy distribution from 0 to  $E_{max}$  move with angular distribution in the magnetic field similar



to the experimental . The results of calculations of the potential distribution are shown in Fig. 4.

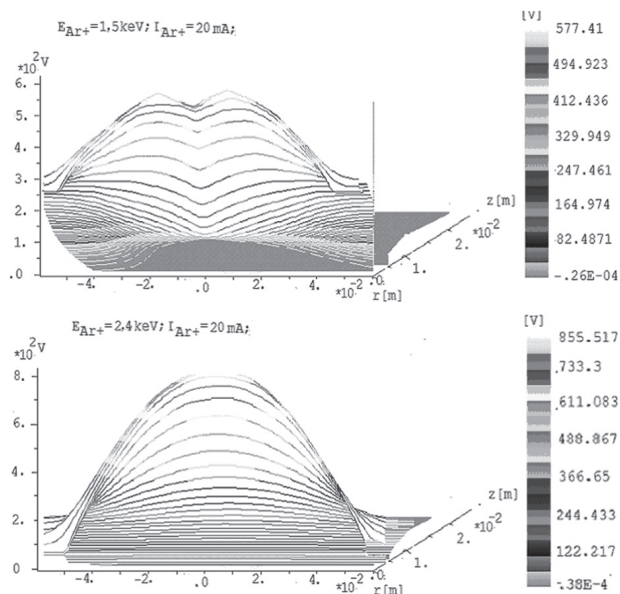


Fig. 4. Potential distribution in plasma lens midplane for Ar<sup>+</sup> ion beam with total current 20mA and  $E_{max} = 1.5\text{keV}$  (top) and  $2.4\text{keV}$  (down)

We can see that with ions energy increasing, the spatial distribution shape changes markedly. Whereas maximum of potential for the ion beam energy 0-1.5 keV (Fig.4 top) is double-humped situated in the coaxial region around the axis, the maximum for energy 0-2.4 keV (Fig. 4 down) is single-humped onto the axis. The results of the calculations of the potential distribution for Ar<sup>+</sup> and Xe<sup>+</sup> ion beams with maximal energy about 1.8 keV are shown in Fig. 5. One can see that the spatial distribution shape changes markedly with the ion mass increasing also. The maximum of potential for Ar ion beam (Fig. 5a) is in the coaxial region around the axis, but the maximum for heavier Xe ions (Fig. 5b) is at the axis. This can be explained by a smaller influence of the momentum aberration on the converging Xe ion beam dynamics.

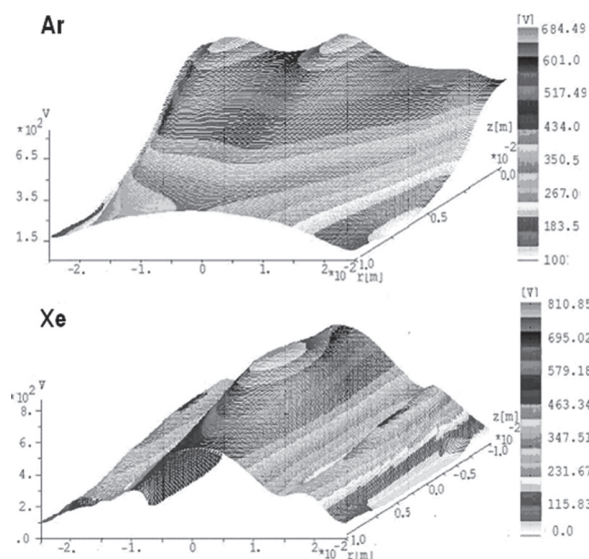


Fig. 5. Spatial potential distribution for Ar<sup>+</sup> (up) and Xe<sup>+</sup> (down) ion beams. Current is 20 mA,  $E_{max} = 1.8\text{keV}$

The calculated electric field could reach 600V/cm. Thus the obtained experimental and simulation results confirmed that in the region of positive space charge, an electrostatic plasma lens arises, being suitable for focusing beams of negatively charged particles, including electrons.

### 3. ELECTRON BEAM FOCUSING BY SPACE CHARGE PLASMA LENS (LOW-CURRENT MODE)

The plasma electron source based on electron extraction from vacuum arc discharge with a hollow anode was used for generation of the beam. The scheme of the experimental setup is shown in Fig. 2. The beam source (1-4) was assembled on the lens. The PL(5-7) was located in the vacuum chamber under pressure of  $1,3 \cdot 10^{-2}$  Па. The cathode and chamber wall were grounded. An electron beam (8) from the plasma electron source passes through the positive space charge cloud of Argon ions in the lens volume to the sectioned collector (9-13).

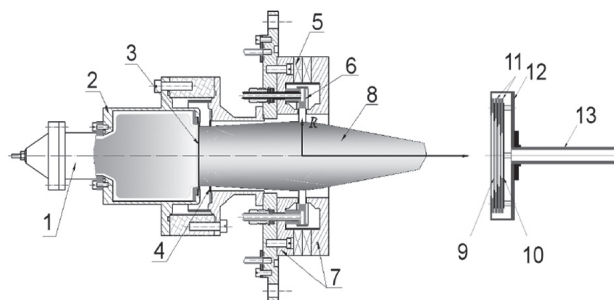


Fig. 6. Scheme of the setup: 1 – plasma cathode, 2 – hollow anode, 3 – emission grid, 4– accelerating electrode. 5 – permanent magnets, 6 – anode, 7 – cathode, 8 – electron beam, 9,10 – collector rings, 11 – isolators, 12– shield, 13 – slide rod

#### Electron beam focusing experiment

The pulsed wide-aperture plasma electron source based on the vacuum arc discharge on a dielectric surface was used. It produces an electron beam with current of 200-400 mA, energy up to 25 keV and pulse duration of 120 mks. The beam diameter is 6 cm on the extractor outlet. The maximum lens anode potential is 2 kV. The lens discharge current is up to 20 mA, Ar pressure is  $10^{-5}$ - $10^{-4}$  Torr. The magnetic field on the axis is  $H_0 = 100$  Oe.

The radial distribution of the electron beam current with energy ( $E_b$ ) of 8 keV is shown in Fig. 7. and the beam compression factor is shown in Fig. 8.

One can easily see the effect of electrostatic PL in this case is weak, especially as compared with the effect of the magnetic field in the lens volume. Here we observed the combined effect of electrostatic and magnetic lens, which created difficulties of separating electrostatic and magnetic focusing. One of the simplest ways to separate the influence of E- and H-lenses is to decrease H-field at the volume propagated electron beam the another way is to increase lens voltage. The optimal solution should be combining both ways so far as every have some physical restrictions.

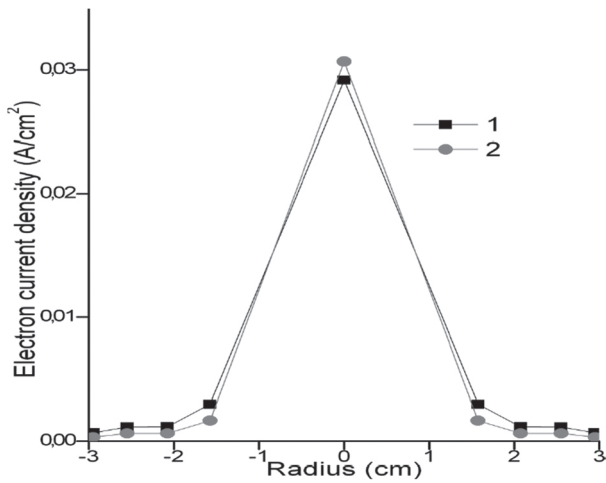


Fig. 7. The radial current density distribution of the electron beam. 1-PL-off, 2- PL-on. ( $U_L=1,5kV$ )

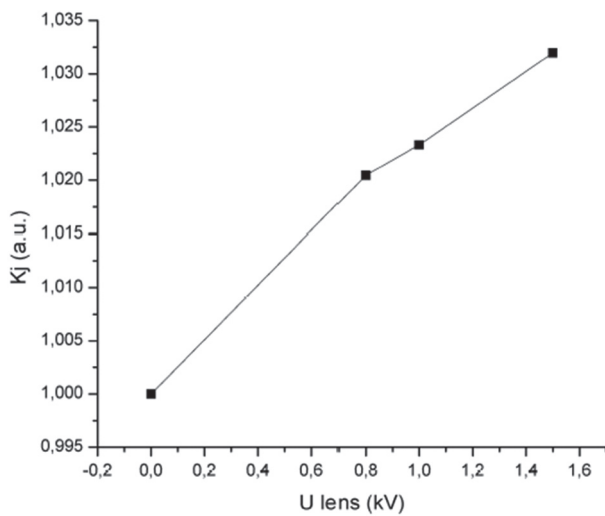


Fig. 8. The beam compression factor on lens voltage (magnetic field – 0,017 T)

Thus the lens was optimized on some parameters [7]. At first – decreasing magnetic field value in channel allows reducing its impact on the ion's trajectories and restricted their momentum aberrations as well as to lower magnetic field influence on electron beam focusing. However, it has no significant effect on the operation of the discharge, forming convergent ion beam on the axis. At second – changing the construction of the anode lens allowed to increase the maximum potential of the anode is almost twice. This led to an increase the optical strength of the lens and reduced ion's twisting in transverse magnetic field of the accelerator. Due to these modifications the electrostatic focus location of electron beam was separated from magnetic and arrangement before it.

The results of experimental measurement are shown on Fig. 9, 10. The electron beam current density distribution on the axis after plasma lens passing is shown in Fig. 9. One can see that plasma lens operation (curve 3) lead to focus distance decreasing and additional beam compression in comparison with only magnetic lens action (curve 2). The beam current density at the focus increase up to 5 time as compared with lens off and almost twice in case beam

focusing by magnetic field only. The focus distance is 150 mm for electron beam energy 10 keV passing through plasma lens with anode potential 2.4 keV with according to experimental measurements.

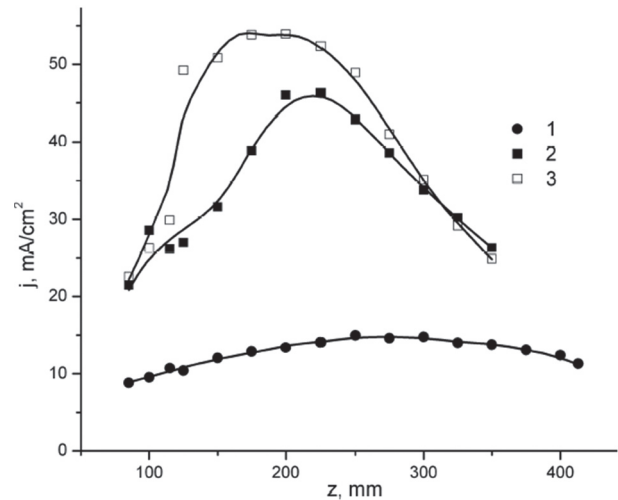


Fig. 9. Beam current density distribution along  $Z$  axis ( $R=0$ ). Beam energy 10 keV, current – 200 mA. 1 – magnetic field off, anode lens potential – 0 V; 2 – magnetic field on, anode lens potential – 0 V; 3 – magnetic field on, anode lens potential 2400 V.

The compression factor for electron beam current density is shown in Fig. 10.

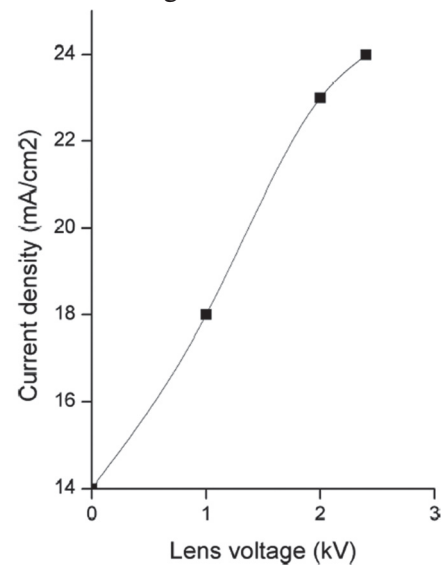


Fig. 10. Compression factor for electron beam current density, magnetic field on and beam energy is 18kV, beam current – 380 mA (Magnetic field – 0,005 T)

One can see that compression factor is significantly increased in comparison with the previous lens model (See Fig. 8). Thus optimizing lens construction allows to improve focusing of lens possibilities substantially.

#### Simulation electron beam focusing results

We investigated transport electron beam (energy from 5 to 20 keV) through the positive space charge cloud in plasma lens. For correct description of such system we must solve equations for ions and electrons parts together. Thus previous equation system (1)–(4) has been modified and equations for electron's

motions and the law of charge conservation  $\nabla \cdot j = 0$  have been added. Poisson equation had been changed to form:  $\Delta\varphi = \frac{\rho}{\varepsilon}$ , where  $\varphi$  – is the electric potential,  $c = (\rho_i - \rho_e) / \varepsilon$  – space charge density,  $\rho_i, \rho_e$  – ion and electron density,  $\varepsilon$  – the permittivity.

The Ar<sup>+</sup> ion beam with total current 20 mA and maximal energy 2 keV (with narrow energy and angle distribution) had been used for stable positive charge cloud creation. Simulation box had been chosen as cylinder with diameter 100 mm and length 600 mm. Modeling PL has diameter 80 mm and length 10mm and has been placed in begin of the box. For computer experiment the magnetic field changed from  $H_0 = 100$  Oe to 50 Oe on the axes, thus magnetic focus lies near electrostatic focus at first case and behind it – at second. The maximal potential in cloud was reaching about 800V. The electron beam with energy 10 keV (transverse – 0.5 eV) and 0.1- 1.0 A currents passing through such PL were investigated. Results on computer experiment are shown in Fig. 11, 12.

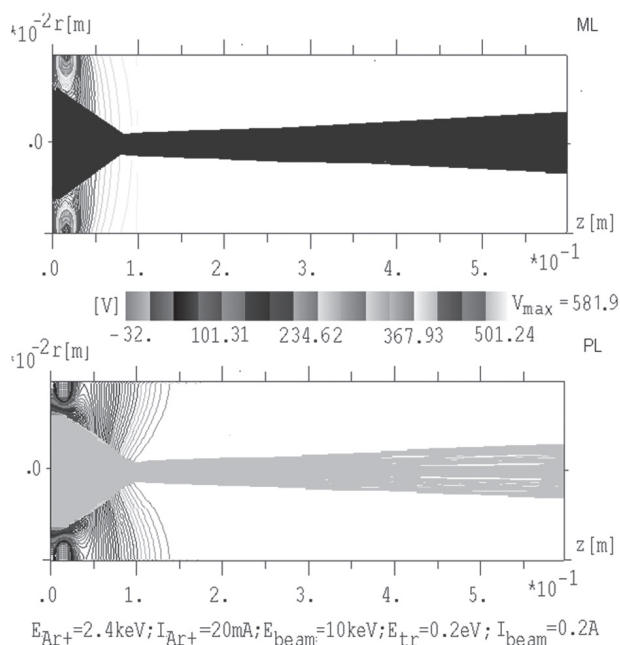


Fig. 11. Electron beam trajectories: top – beam focusing by magnetic field; down – beam focusing by PL with the same magnetic field

In the Fig 11 are shown beam trajectories for electron beam with energy 10keV and total current 200mA passing through magnetic lens only (top) and positive space charge plasma lens with the same magnetic field that reach about 100 Oe on the axes . Ones can see that in this case switching plasma lens didn't change substantially beam focusing parameters. Focusing distance (about 8.5 cm) and beam cross-section diameter (about 20 mm) are almost the same in both cases that correspond with theory [8]. In the pictures  $V_{max} = 581.9V$  is maximal cloud potential before beam passing; under beam passing maximal cloud potential reduced to 501V. In Fig 12 are shown beam trajectories when magnetic field was reduced twice.

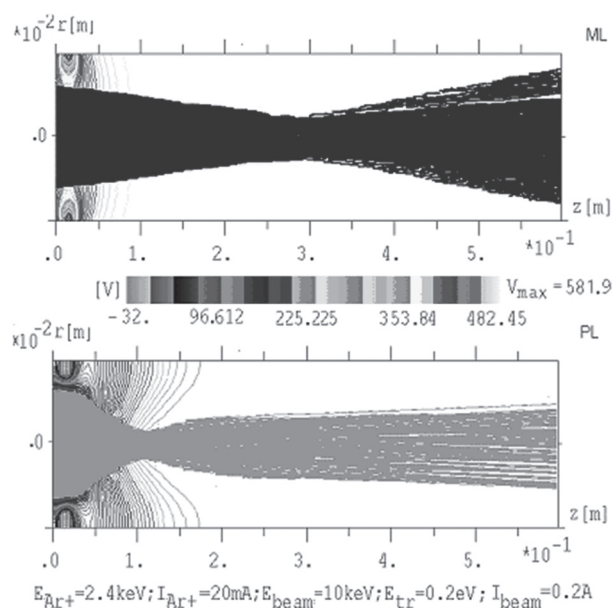


Fig. 12. Electron beam trajectories for reducing magnetic field: top – beam focusing by magnetic field; down – beam focusing by PL with the same magnetic field

One can see that in this case space charge cloud lead to additional visible beam compression and moving focus closer to lens. If focus distance for magnetic lens was about 28 cm and beam radius 22mm, than switching lens on leads to shift focus distance to 15 cm and beam radius reducing up to 14 mm. Thus it is seen that the switch on the positive space charge electrostatic lens leads to improvement of electron beam focusing. The simulation results are in a good agreement with experimental data.

#### 4. ELECTRON BEAM FOCUSING BY SPACE CHARGE PLASMA LENS (HIGH-CURRENT MODE)

The scheme of experimental setup is shown in Fig. 13. The electron beam was extracted from the plasma of a hollow anode discharge through a fine grid.

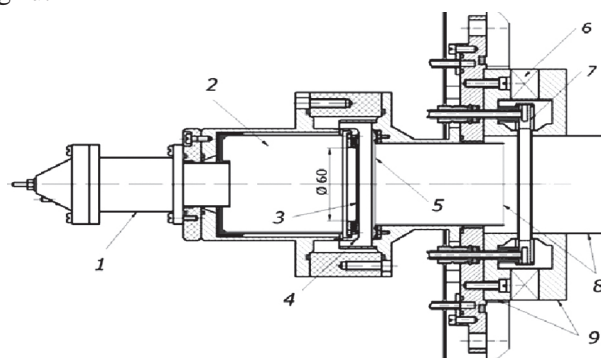


Fig. 13. Experimental setup with the plasma electron source and plasma lens: 1 – plasma source cathode, 2 – hollow anode, 3 – emission grid, 4 – emission electrode, 5 – extraction electrode, 6 – magnet, 7 – lens anode, 8 – Ti foil cylinder, 9 – lens cathode

The beam current is up to 100 A (high-current mode). Energy is up to 20keV, the lens discharge current is above 100 mA, pressure above  $4 \times 10^{-4}$  Torr.



In the Fig. 14 is shown vacuum arc plasma generator. Plasma generators of this type are distinguished for their design simplicity, rather high reliability, and incredibly wide range of parameters such as operating pressure, discharge current amplitude and pulse duration

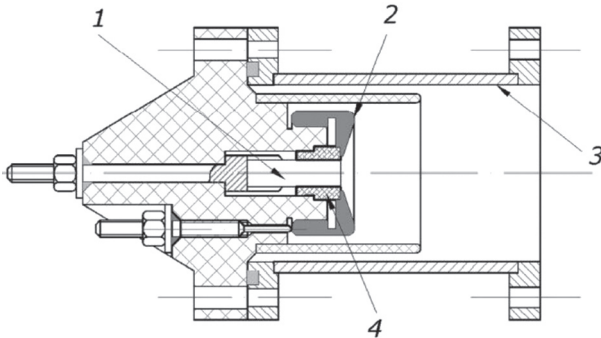


Fig. 14. Vacuum arc plasma generator. 1 – cathode; 2 – igniter electrode; 3 – anode; 4 – insulator

Numerical simulation shows that at an electron beam current of 1 A, the potential in the positive space charge region decreases and the region collapses [9]. This breaks down the electrostatic focusing, and only the magnetic focusing of the beam survives. Oscilloscope recordings of the voltage across the electrodes and the discharge current in the lens show that at the instant of electron beam passage, a high-current discharge is ignited in the lens and the discharge operating voltage decreases from several kilovolts to several tens of volts. The discharge in the lens added stability to the pulse shape of the electron beam current, decreasing its fluctuation amplitude and enhancing the current transport. The lens positive influence ones can see from comparison of oscillogram 2 and 3 in Fig. 15 showing respectively the beam currents before ignition and after ignition of the discharge in the lens at a discharge current of 100 mA. It is seen that the higher the discharge current in the lens, the more the fluctuations are suppressed.

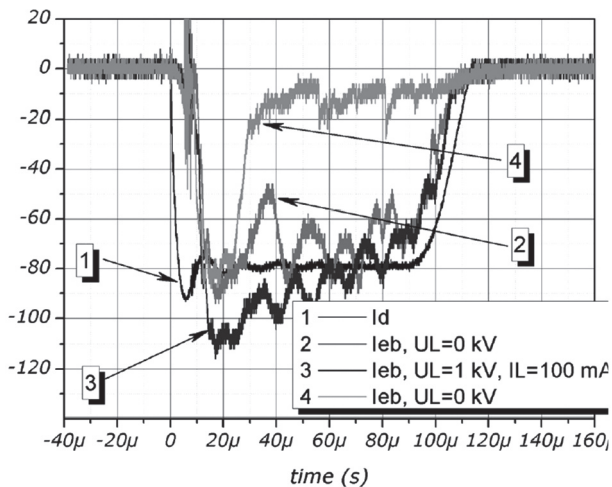


Fig. 15. Oscillogram of the discharge current (1) and electron beam current before switching on the lens (2), with lens switched-on (3), after switching off(4).

In these experiments the plasma lens operate in the plasma mode and provide plasma density required

for the accelerating, formation and stable transport of the intense pulsed electron beam. The beam was focused solely by the magnetic field of the lens. It allowed compressing the electron beam from its initial diameter of 6 cm to a diameter of 1 cm; the current density thus increased more than 30 times and was larger than 100 A/cm<sup>2</sup>.

## 5. CONCLUSION

At the first time was experimentally demonstrated the focusing of intense electron beam with wide aperture by electrostatic plasma lens with positive space charge and magnetic insulation of electrons. It should be noted that in the case of negative ion beam focusing effect of the magnetic field on the beam is much smaller because of the large difference in the masses of electrons and ions. Efficiency electrostatic focusing on the mass of the particle is independent, so negative ion beam must focus PL is as effective as the electron beam, although the level of maximum compression of the beam at the focus may be different due to the nature of generation, formation and transport of electrons and negatively charged ions. At the same time, the proposed lens is, essentially, a thin transparent plasma sheet for passing and focusing beam of negative particles. Estimates show that in these conditions should not be a significant loss of beam due to overcharging. This allows as to talk about the prospects of using electrostatic PL to focus and control intense beams of negatively charged particles, electrons and negative ions.

For relatively low-current mode for which electron beam space charge less than positive space charged plasma lens it realize electrostatic focusing passing electron beam.

In case of high-current mode when electron beam space charge much more than space charge plasma lens the lens operates in plasma mode to create transparent plasma accelerating electrode and compensate space charge propagating electron beam. The lens magnetic field in this case use for effective focusing beam.

The experimental results are in accordance with computer calculation results.

This work was supported in part by the RFBR and SFBR of Ukraine under the program of joint Russian–Ukrainian research projects (RFBR Grant No. 11-08-90405, SFBR Grant No. F40.2/023-2012).

## References.

- [1] A. Goncharov, I. Brown, //IEEE Trans. Plasma Sci., 2004, Vol. 32 (1), p. 8083.
- [2] A.A. Goncharov and I.G. Brown “Plasma Devices Based on the Plasma Lens-A Review of Results and Applications”// IEEE TPS, 2007, Vol.35, #.4, pp.986-991
- [3] V. Goretskii, I. Soloshenko, A. Shchedrin, //Plasma Physics Reports, 2001, Vol. 27(4), p. 335-339.
- [4] Goncharov, A. Evsyukov, A. Dobrovolskii, I. Litovko, // Adv. Appl. Plasma Sci., 2007, Vol. 6, p. 5-8.
- [5] A.A. Goncharov, A.M. Dobrovolskii, S.P. Dunets, A.N. Evsyukov, I.M. Protsenko Possibility of Creation of

Positive Space Charge Cloud in a System with Magnetic Insulation of Electrons // Problems of Atomic Science and Technology. Series "Plasma Physics" (15). 2009, N1 (59), p. 150-152.

- [6] A. Dobrovolskiy, S. Dunets, A. Evsykov, A. Goncharov, V. Gushenets, I. Litovko, E. Oks, //Rev. Sci. Instrum., 2010, vol. 81, issue 2B, pp.704-707
- [7] A. Goncharov, A.M. Dobrovolskiy, S.M. Dunets, I.V. Litovko, V.I. Gushenets, E.M. Oks, A.S. Bugaev "Present status of the development the positive space charge lasma lenses for focusing intense negative charged particle beams" //Book of Abstracts of Alushta-2012 International Conference-School on Plasma Physics and Controlled Fusion and The Adjoint Workshop Nano- and micro-sized structures in plasmas" Alushta (Crimea), Ukraine, September 17-22, 2012
- [8] A. A. Goncharov, A. M. Dobrovolskiy, S. P. Dunets, I. V. Litovko, V.I. Gushenets, and E. M. Oks, "Electrostatic plasma lens for focusing negatively charged particle beams"//Rev. Sci. Instrum., 2012,vol. 83, 02B723
- [9] A. Goncharov, A. Dobrovolsky, S. Dunets, V. Gushenets, I. Litovko, E. Oks, "Plasma Lens for Negatively Charged Particle Beams Focusing: Resent Results"//Advances in Applied Plasma Science, 2011,Vol. 8, pp. 47-50.

Manuscript received November, 27, 2012

**Alexey A. Goncharov**, D. Sc., Professor, Chief Physicist in the Institute of Physics, National Academy of Sciences of Ukraine (NASU)), Kiev, Ukraine. His research involves the development of high-current plasma-optical devices for their application in basic sciences and plasma-based technologies. His research interests include high-current ion beams, magnetic isolation, plasma optics, and collective processes in plasma-beam systems.



**Vasily I. Gushenets**, Ph.D., Senior Physicist in the High Current Electronics Institute, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Tomsk. His research involves low-pressure and vacuum arcs, high-current glow discharges, electron and ion emission from the plasma, the design and development of plasma emitter electron and ion guns, and also the design and development of electronic devices and power sources related to the arcs, glow discharges, and electron and ion guns.



**Andrey M. Dobrovolsky**, Ph.D., Senior Scientist for the Institute of Physics, National Academy of Sciences of Ukraine (IP NASU), Kiev, Ukraine. His current research interests include high-current ion beams, plasma accelerators with magnetic isolation, plasma optics, thin films and nanomorphology



**Irina V. Litovko**, Ph.D., Senior Physicist with the Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kiev, Ukraine. Her research involves instability, charged particle beams, plasma optics, numerical methods, and computer simulations in plasma physics.



**Efim M. Oks**, D.Sc., Professor, Senior Physicist and the Leader of the Plasma Sources Department with the High Current Electronics Institute, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences. Head of the Physics Department with the Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics, engineering from the High Current Electronics Institute, Siberian Branch. His current research interests include basic phenomena in low-pressure gaseous, discharges and vacuum arc plasmas, charged particle emission from low temperature plasma, ion sources, and plasma electron guns, and a range of plasma applications.



**Alexey S. Bugaev**, Ph.D., Staff Scientist in the Plasma Sources Laboratory of the High Current Electronics Institute of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences. His current research interests include low temperature plasma physics, gaseous discharges, vacuum arc phenomena, electron and ion beam physics.

УДК 537.533.7

**Новое поколение плазмооптических устройств: исследование и применение** / А.А. Гончаров, В.И. Гушенец, А.Н. Добровольский, И.В. Литовко, Е.М. Окс, А.С. Бугаев // Прикладная радиоэлектроника: науч.-техн. журнал. — 2012. — Том 11. — № 4. — С. 482—488.

В статье рассмотрено современное состояние и дальнейшее развитие исследований электростатической плазменной линзы для фокусировки и управления широкоапертурными сильноточными электронными пучками. Представлены первые экспериментальные и теоретические результаты фокусировки интенсивного электронного пучка плазменной линзой с облаком аксиально-симметричного положительного пространственного заряда, созданного цилиндрическим ускорителем с анодным слоем и магнитной изоляцией электронов.

*Ключевые слова:* плазменная линза, сильноточный пучок.

Ил. 15. Библиогр.: 09 назв.

УДК 537.533.7

**Нові покоління плазмооптичних пристроїв: фундаментальні дослідження та застосування** / О.А. Гончаров, В.І. Гушенец, А.М. Добровольський, І.В. Літовко, Е.М. Окс, О.С. Бугаєв // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2012. — Том 11. — № 4. — С. 482—488.

У статті розглянуто поточне становище та напрямки розвитку досліджень електростатичної плазмової лінзи для фокусування та керування широкоапертурним сильнострумовим електронним пучком. Представлені перші експериментальні та теоретичні результати дослідження фокусування інтенсивного електронного пучка плазмовою лінзою з хмарою аксіально-симетричного позитивного просторового заряду, створеного циліндричним прискорювачем з анодним шаром та магнітною ізоляцією електронів.

*Ключові слова:* плазмова лінза, сильнострумовий пучок.

Ил. 15. Бібліогр.: 09 найм.

## УСЛОВИЯ ФОРМИРОВАНИЯ ВИРТУАЛЬНОГО КАТОДА В РЕЛЯТИВИСТСКОМ ЭЛЕКТРОННОМ ПОТОКЕ

С.А. КУРКИН, А.Е. ХРАМОВ, А.А. КОРОНОВСКИЙ, А.О. СЕЛЬСКИЙ,  
Н.С. ФРОЛОВ, В.В. МАКАРОВ

Представлены результаты анализа условий и механизмов формирования виртуального катода в релятивистском и ультрарелятивистском электронных потоках с учетом собственных магнитных полей при различных величинах внешнего магнитного поля. Выявлено характерное поведение зависимостей критических токов релятивистских электронных потоков, при которых в пучке формируется колеблющийся виртуальный катод, от величины внешнего однородного магнитного поля. Обнаружена неустойчивость электронного потока в азимутальном направлении.

*Ключевые слова:* релятивистский электронный поток, виртуальный катод, виркатор, магнитное поле, пучковая неустойчивость, критический ток, нелинейная динамика, электронные структуры.

### ВВЕДЕНИЕ

Формирование в интенсивном электронном потоке со сверхкритическим током виртуального катода (ВК) связано с образованием в пространстве дрейфа пучка потенциального барьера, отражающего часть электронного потока к плоскости инжекции и на боковую поверхность пространства дрейфа [1–3]. Возникновение потенциального барьера определяется пространственным зарядом инжектируемого в камеру дрейфа электронного потока. При малых токах пучка глубина провисания потенциала мала, и электронный пучок полностью проходит без отражений к выходной плоскости пространства (режим стационарной транспортировки потока). С ростом тока пучка (при фиксированной энергии ускорения электронов) плотность пространственного заряда пучка также растет и, как следствие, увеличивается глубина потенциальной ямы. При некотором токе пучка, называемом предельным вакуумным (или критическим) током [4, 5], глубина потенциального барьера становится достаточной для отражения электронов — формируется ВК [1]. Хорошо известно, что ВК в пучке принципиально ведёт себя нестационарным образом, совершая колебания как во времени, так и в пространстве [2, 6–12]. Это позволяет использовать электронные потоки со сверхпредельными токами в режиме формирования ВК для генерации мощного СВЧ излучения [13–19]. Критический ток, при котором в релятивистском электронном потоке (РЭП) формируется ВК, является стартовым током для виркаторов и оказывается сравнительно легко измеряемой и важной для понимания физических процессов характеристикой в системах с ВК.

Картина формирования и динамики ВК подробно исследована и описана в литературе [9, 10, 14, 20–23] в основном для случая одномерного движения электронов пучка (полностью замагниченного потока). Величина критического тока в этом случае для цилиндрического пространства взаимодействия была аналитически определена Л.С. Богданкевич и А.А. Рухадзе [4, 24, 25] как

$$I_{SCL} = \frac{c^3}{\eta} \frac{(\gamma_0^{2/3} - 1)^{3/2}}{d/R_b + 2 \ln(R/R_b)},$$

$$\gamma_0 = \frac{1}{\sqrt{(1 - (v_0/c)^2)}}, \quad (1)$$

где  $R$  — радиус пространства взаимодействия,  $R_b$  и  $d$  — радиус и толщина трубчатого электронного пучка,  $\gamma_0$  и  $v_0$  — релятивистский фактор и скорость электронов РЭП в плоскости инжекции,  $c$  — скорость света,  $\eta$  — удельный заряд электрона. Было показано, что величина критического тока, определенная по формуле (1) для замагниченного пучка, хорошо согласуется с экспериментом [26, 27].

В последнее время все больший интерес вызывает изучение динамики электронного потока с виртуальным катодом в рамках двух и трехмерного анализа [18, 28–34]. Это связано с тем, что одномерная теория виркатора не учитывает ряд важных аспектов поведения электронного потока с виртуальным катодом и в ряде случаев плохо согласуется с экспериментом. С прикладной точки зрения такие исследования важны для анализа характеристик генерации импульсов электромагнитного излучения в виркаторах без внешних магнитных полей [2, 13, 35] или с неоднородными магнитными полями в области формирования ВК [36, 38].

Одним из важных направлений в рамках данных исследований является анализ влияния внешних магнитных полей на критические токи, необходимые для формирования ВК в электронном потоке [1, 39]. Подобные исследования для нерелятивистских и слаборелятивистских потоков в рамках двухмерного квазистатического моделирования [32, 40] были проведены в работах [31, 40–43], при этом было обнаружено, что внешнее магнитное поле конечной величины и развивающиеся в таком магнитном поле двумерные эффекты динамики электронного пучка оказывают значительное влияние на механизмы и условия формирования ВК (в том числе и на величину критического тока). Это обусловлено,



во-первых, тем, что величина плотности пространственного заряда в области ВК сильно зависит от величины фокусирующего потока внешнего магнитного поля; во-вторых, внешнее магнитное поле существенно влияет на характер динамики заряженных частиц в самосогласованном поле пространственного заряда. В частности, было показано [41, 43], что с уменьшением величины внешнего магнитного поля наблюдается рост величины критического тока, обусловленный уменьшением плотности пространственного заряда пучка за счет эффектов кулоновского расталкивания электронов, приводящих к уширению электронного потока в поперечном направлении.

В настоящий момент остается неисследованным вопрос об условиях формирования ВК в релятивистских электронных пучках, находящихся во внешних магнитных полях конечной величины. С ростом тока и энергии РЭП необходимо учитывать ряд эффектов, которые несущественны для слаборелятивистских потоков. В частности, для РЭП нельзя пренебречь собственными магнитными полями пучка, которые начинают оказывать существенное влияние на условия формирования ВК. Учет собственных магнитных полей приводит к необходимости использования принципиально трехмерных самосогласованных электромагнитных моделей динамики РЭП со сверхкритическим током, что делает подобные исследования весьма сложными и требующими больших вычислительных мощностей. Вместе с тем, подобный учет принципиально необходим при анализе современных приборов с ВК — релятивистских виркаторов [39] и систем ускорения ионов [44, 45], поэтому актуальность систематических исследований условий и механизмов формирования ВК в РЭП с учетом трехмерных особенностей динамики электронного потока с ВК является несомненной.

В представленной работе приведены результаты численного трехмерного электромагнитного моделирования поведения ВК в трубчатом РЭП при различных величинах внешнего однородного магнитного поля. Выявлено характерное поведение зависимостей критических токов формирования ВК в РЭП от величины внешнего однородного магнитного поля.

### 1. ИССЛЕДУЕМАЯ МОДЕЛЬ

Исследуемая модель представляет собой отрезок цилиндрического волновода длиной  $L$  и радиусом  $R$ , закрытый с обеих сторон сетками. Аксиально-симметричный моноскоростной трубчатый релятивистский электронный пучок с радиусом  $R_b$  и толщиной  $d$  с энергией  $W_e$  и током  $I$  на входе инжектируется в пространство взаимодействия через левую (входную) сетку и выводится через правую (выходную), а также может оседать на боковой стенке пространства взаимодействия. Конкретные геометрические

параметры, используемые в данной работе, равны:  $L = 40$  мм,  $R = 10$  мм,  $R_b = 5$  мм,  $d = 2$  мм.

Вдоль оси пространства взаимодействия прикладывается внешнее однородное фокусирующее магнитное поле с индукцией  $B_z = B_0$ . В данной работе рассматривается модель с неэкранированным от внешнего магнитного поля источником электронного потока, когда магнитное поле на входе в пространство дрейфа совпадает с магнитным полем в области источника пучка, за счет чего электронный поток не приобретает дополнительных азимутальных компонент скорости, определяемых теоремой Буша [46]. Подобное распределение магнитного поля является типичным для многих устройств электроники больших мощностей, в частности, в магнитно-изолированных диодах, формирующих сильноточные РЭП, внешнее магнитное поле на катоде совпадает с фокусирующим магнитным полем в пространстве дрейфа [46-48].

В работе используется нестационарная трехмерная полностью электромагнитная модель динамики электронного потока в пространстве взаимодействия, которая основана на решении самосогласованной системы уравнений Максвелла для нахождения электромагнитного поля в системе и уравнений движения крупных заряженных частиц, описывающих электронный пучок [49-51]. Отметим, что в настоящее время подобные модели становятся стандартными для анализа физических процессов в различных электронных приборах вакуумной и плазменной электроники больших мощностей [52]. Уравнения математической модели записываются в следующем виде:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j},$$

$$\operatorname{div} \vec{E} = 4\pi \rho, \quad (3)$$

$$\operatorname{div} \vec{H} = 0,$$

$$\frac{d\vec{p}_i}{dt} = \vec{E}_i + [\vec{p}_i, \vec{B}_i] / \gamma_i, \quad (4)$$

$$\frac{d\vec{r}_i}{dt} = \vec{p}_i / \gamma_i, \quad i = 1 \dots N$$

с соответствующими заданными начальными и граничными условиями. Здесь  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  — напряженности электрического и магнитного полей,  $\rho$  и  $\vec{j}$  — плотности заряда и тока,  $\vec{r}$ ,  $\vec{p}$ ,  $\gamma$  — радиус-вектор, импульс и релятивистский фактор крупных частиц, индекс  $i$  относится к  $i$ -й крупной частице,  $N$  — число частиц, используемых в численном моделировании.

Схема численного моделирования базируется на трехмерной модификации разработанной ранее в наших работах 2.5-мерной схемы [18] и основана на интегрировании уравнений (2)–(4)

с граничными условиями, соответствующими идеально проводящим стенкам пространства взаимодействия. Решение уравнений Максвелла в цилиндрической системе координат осуществляется стандартным образом на сдвинутых относительно друг друга пространственно—временных сетках с постоянными шагами по времени  $\Delta t$  и соответственно по продольной, радиальной и угловой координатам  $\Delta z$ ,  $\Delta r$ ,  $\Delta \theta$ , на каждой из которых определяется одна из полевых компонент (подробнее см. [49, 50, 52, 53]). Для моделирования вывода электромагнитной мощности используется подход, основанный на заполнении проводящей средой с проводимостью  $\sigma$  [50, 54] отрезка электродинамической системы (волновода), моделирующего вывод мощности, при  $L > z > 1.2L$ .

Для решения релятивистских уравнений движения крупных частиц (4) применяется алгоритм Бориса в цилиндрической системе координат [55]. При этом рассчитываются три компоненты скорости  $\vec{v}$  заряженной частицы — продольная  $v_z$ , радиальная  $v_r$  и азимутальная  $v_\theta$  составляющие. Плотность пространственного заряда  $\rho(r, t)$  и плотность тока  $j(r, t)$  электронного потока восстанавливается с помощью стандартной процедуры линейного взвешивания частиц на сетке (СIS—метод; метод «облака в ячейке») в цилиндрической системе координат в трех пространственных измерениях [50].

## 2. УСЛОВИЯ ФОРМИРОВАНИЯ ВК И КРИТИЧЕСКИЙ ТОК РЭП ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ВЕЛИЧИНАХ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Рассмотрим результаты исследования особенностей формирования ВК в трубчатом РЭП, полученные с помощью трехмерной полностью электромагнитной модели. В первую очередь, уделим внимание вопросу анализа условий формирования ВК в трубчатом РЭП при увеличении внешнего продольного магнитного поля  $B_0$ , которое менялось в нашем исследовании от 0 до 40 кГс. Величина критического тока определялась по значению, выше которого в системе не наблюдалось полное прохождение потока, и появлялся отраженный ток, создаваемый отраженными от ВК электронами. Под последними понимались электроны, у которых продольная составляющая вектора скорости в некоторой плоскости пространства дрейфа соответствующей области возникновения ВК впервые меняла свой знак. При этом величина прошедшего и отраженного тока флуктуировали во времени с частотой, пропорциональной плазменной частоте пучка  $\omega_p$ , то есть в системе формировался нестационарный ВК, частота которого определяется плазменной частотой РЭП [1, 3, 14]. Последнее приводило к возбуждению СВЧ колебаний электромагнитного поля на частоте колебаний ВК, по которым также диагностировалось образование

нестационарного колеблющегося ВК в потоке. Это позволяло определять момент появления ВК и, следовательно, величину критического тока пучка с высокой точностью.

На рис. 1а представлены зависимости критического тока  $I_{cr}$  РЭП, при котором в системе формируется нестационарный ВК, от величины внешнего магнитного поля  $B_0$  для различных значений энергии инжектируемого потока  $W_e$ .

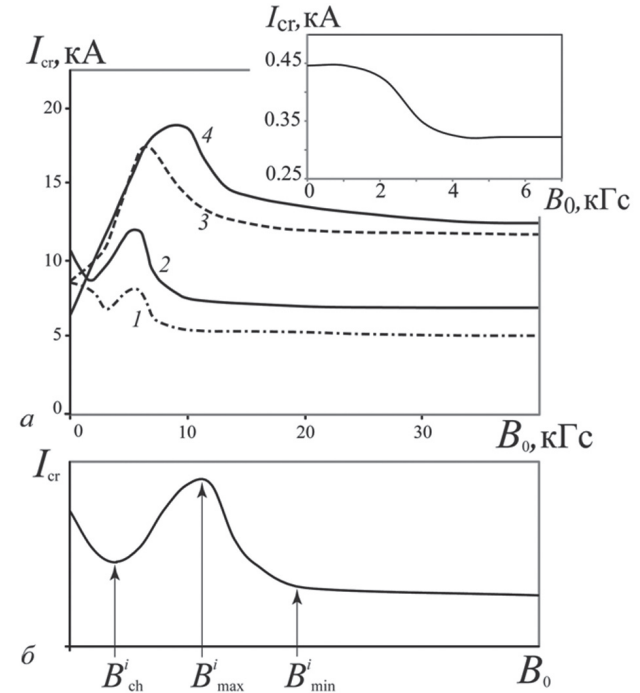


Рис. 1. а — зависимости критического тока трубчатого РЭП от величины индукции внешнего однородного магнитного поля для значений начальной энергии электронов  $W_e$ : кривая 1 — 0.48 МэВ, 2 — 0.6 МэВ, 3 — 0.850 МэВ и 4 — 1.0 МэВ. На врезке показана кривая критического тока для слабoreлятивистского потока с энергией  $W_e = 0.079$  МэВ (из работы [43]); б — схематическое изображение типичной зависимости  $I_{cr}(B_0)$  РЭП, на которой показаны характерные величины внешнего магнитного поля:  $B_{ch}^i$  — величина индукции внешнего магнитного поля, при которой критический ток пучка достигает первого минимального значения;  $B_{max}^i$  — величина индукции внешнего магнитного поля, при которой критический ток пучка достигает локального максимального значения;  $B_{min}^i$  — величина индукции внешнего магнитного поля, при которой зависимость  $I_{cr}(B_0)$  выходит на стационарный уровень

Данные зависимости отражают условия формирования ВК в трубчатом РЭП во внешнем однородном магнитном поле конечной величины. Для сравнения на врезке к рис. 1а представлены соответствующие критические значения тока пучка для слабoreлятивистского трубчатого потока, взятые из работ [40, 43].

В случае РЭП, как видно из рис. 1а, при значениях индукции внешнего магнитного поля, лежащих в диапазоне от 0 до  $B_{max}^i$  (характерная форма зависимости критического тока РЭП от величины внешнего магнитного поля с

нанесенными характерными величинами внешнего магнитного поля показана на рис. 1б), наблюдается область роста критического тока пучка с ростом внешнего магнитного поля. Рост величины критического тока для ультррелятивистских электронных потоков с энергиями  $W_e > 0.6$  МэВ (кр. 3 и 4 на рис. 1а) начинается сразу при  $B_0 \geq 0$ . При меньших энергиях инжектируемых электронов рост критического тока имеет место при внешних магнитных полях  $B_0 \geq B_{ch}^i$  (см. кр. 1 и 2 на рис. 1а). В случае инжекции в систему слабoreлятивистского (или нерелятивистского) электронного потока подобное увеличение критического тока не наблюдается (см. врезку на рис. 1а), и зависимость  $I_{cr}(B_0)$  демонстрирует для этого случая монотонный спад.

При больших величинах внешнего магнитного поля  $B_0 > B_{max}^i$  при любых значениях энергии инжектируемого электронного потока (рис. 1а) с ростом индукции  $B_0$  вновь наблюдается монотонное уменьшение критического тока пучка, которое при  $B_0 \sim B_{min}^i$  сменяется его насыщением на постоянном, относительно невысоком, уровне.

Проведем сравнение величины критического тока трубчатого РЭП в большом магнитном поле ( $B_0 = 40$  кГс), когда динамику электронов пучка можно считать практически одномерной, с предельным вакуумным током, определяемым известной формулой (1). На рис. 2 показаны рассчитанные при  $B_0 = 40$  кГс величины критического тока трубчатого РЭП при различных значениях начальной энергии  $W_e$  (точки) и аналитическая зависимость  $I_{SCL}$  (1) для полностью замагниченного РЭП. Хорошо видно, что зависимости демонстрируют хорошее качественное и количественное соответствие, что говорит о корректности используемой аналитической и численной моделей для описания поведения РЭП в трехмерной геометрии.

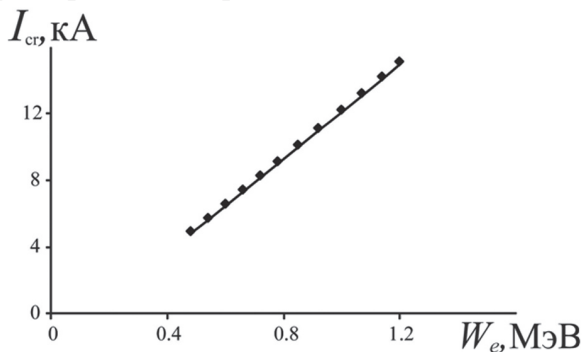


Рис. 2. Сравнение величин критического тока РЭП, рассчитанных по аналитической формуле (1) (сплошная линия) и численно при магнитном поле  $B_0 = 40$  кГс, когда динамика пучка близка к одномерной (точки), для различных значений начальной энергии  $W_e$  электронов

Таким образом, анализ поведения величины тока, при котором в РЭП формируется нестационарный колеблющийся ВК, показал, что при некоторых величинах внешнего магнитного поля

$B_0 = B_{max}^i$ , зависящих от энергии инжектируемых электронов, наблюдается появление локальных максимумов, как видно из рис. 1а. Данное поведение не наблюдается при малых энергиях электронов и имеет место с ростом тока пучка при переходе к релятивистским энергиям электронов.

### 3. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ, ПРИВОДЯЩИЕ К ФОРМИРОВАНИЮ ВК В РЭП ПРИ МАЛЫХ ВНЕШНИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Как показал анализ физических процессов, поведение зависимостей критического тока  $I_{cr}(B_0)$ , приведенных на рис. 1а, определяется влиянием собственных магнитных полей РЭП на динамику пучка и, соответственно, на условия формирования нестационарного ВК. Как следствие, данный эффект наиболее ярко проявляется при небольших величинах внешнего магнитного поля и высоких энергиях инжектируемого пучка  $W_e > 0.6$  МэВ.

Рассмотрим данный вопрос более подробно. На рис. 3—5 приведены серии типичных конфигурационных портретов пучка — проекций мгновенных положений  $(z_i, r_i, \theta_i)$  крупных частиц, моделирующих РЭП, на плоскости продольного  $(z, r)$  и поперечного  $(r, \theta)$  сечения пространства взаимодействия при токах пучка, близких к критическому значению  $I \geq I_{cr}(B_0)$ , и при различных характерных величинах индукции  $B_0$  внешнего магнитного поля. Рис. 3 соответствует значению магнитного поля  $B_0 < B_{max}^i$ , лежащему левее локального максимума кривой  $I$  на рис. 1, рис. 4 — значению внешнего магнитного поля в области локального максимума ( $B_0 \sim B_{max}^i$ ) и рис. 5 — области насыщения зависимости  $I_{cr}(B)$  на постоянном уровне ( $B_0 \gg B_{min}^i$ ). Все рисунки с положениями частиц построены при энергии электронов  $W_e = 0.48$  МэВ.

Было обнаружено, что при малых величинах внешнего магнитного поля  $0 \leq B_0 \leq B_{max}^i$  (см. рис. 1, б) динамика электронов РЭП в области минимума потенциала (ВК) принципиально меняется по сравнению со случаем слабoreлятивистского и нерелятивистского пучка. Так, в этом случае в широком диапазоне токов РЭП обнаружен эффект развития неустойчивости в электронном потоке, которая приводит к сильной неоднородности электронного потока вдоль радиального направления и, как следствие, к потере пучком азимутальной симметрии. Данная неустойчивость первоначально аксиально-симметричного состояния пучка обусловлена наличием сильных собственных магнитных полей у РЭП. Действительно, вектор собственного азимутального магнитного поля  $B_0^s$  потока, создаваемого продольным током пучка (определяемым заряженными частицами, имеющими продольную составляющую скорости  $v_z$ ), расположен в плоскости поперечного сечения пространства взаимодействия [56].



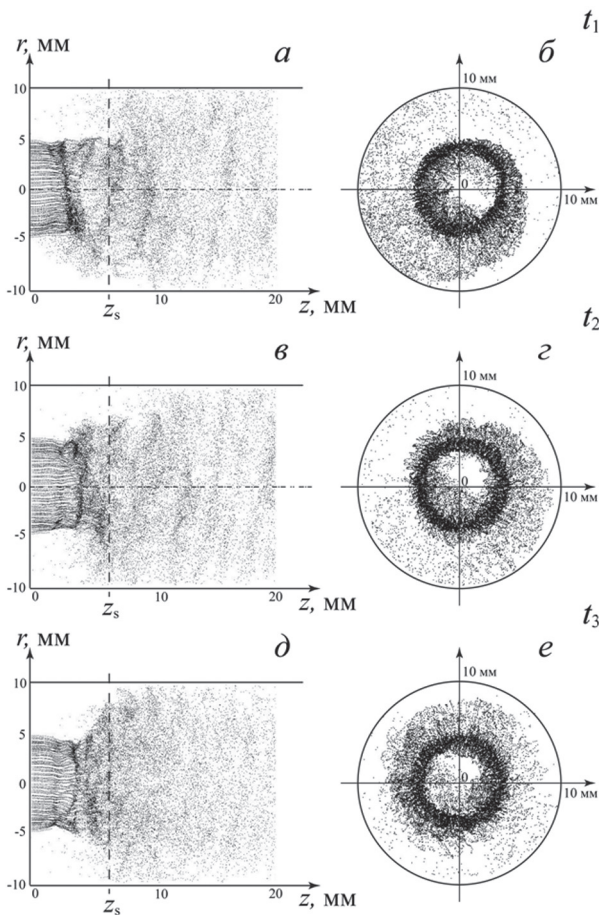


Рис. 3. Серию проекций мгновенных положений крупных частиц электронного потока на плоскость  $(z, r)$  (слева) и на плоскость  $(r, \theta)$  при  $z = 6$  мм (справа) в последовательные моменты времени с шагом  $\Delta t = 0.1$  нс между первым и вторым кадром и  $\Delta t = 0.2$  нс между вторым и третьим при  $B = 3$  кГс,  $I = 7.5$  кА;  $W_e = 0.48$  МэВ. На проекциях конфигурационных портретов показаны только заряженные частицы, находящиеся за плоскостью проекции. Вертикальной пунктирной линией на рисунках *a, в, д* обозначена плоскость, проекции пучка на которую изображены на рисунках *б, г и е*

Одновременно, за счет наличия значительного по величине поперечного тока, определяемого электронами, имеющими радиальные составляющие скорости  $v_r$ , из-за радиальной расходимости пучка, не фокусируемого внешним магнитным полем, появляются продольные составляющие  $B_z^z$  собственного магнитного поля. Последнее приводит к появлению азимутальной силы Лоренца, действующей на электроны потока, движущиеся в поперечном направлении. Как следствие, они приобретают азимутальные компоненты скорости, т.е. РЭП начинает вращаться вокруг оси симметрии системы как единое целое благодаря собственным магнитным полям РЭП. В этом случае, за счет действия центробежной силы на вращающиеся электроны, в пучке образуется вихревая структура, которая приводит к сильной асимметрии потока в азимутальном направлении и разрушению границы пучка. Токооседание на поперечную стенку пространства

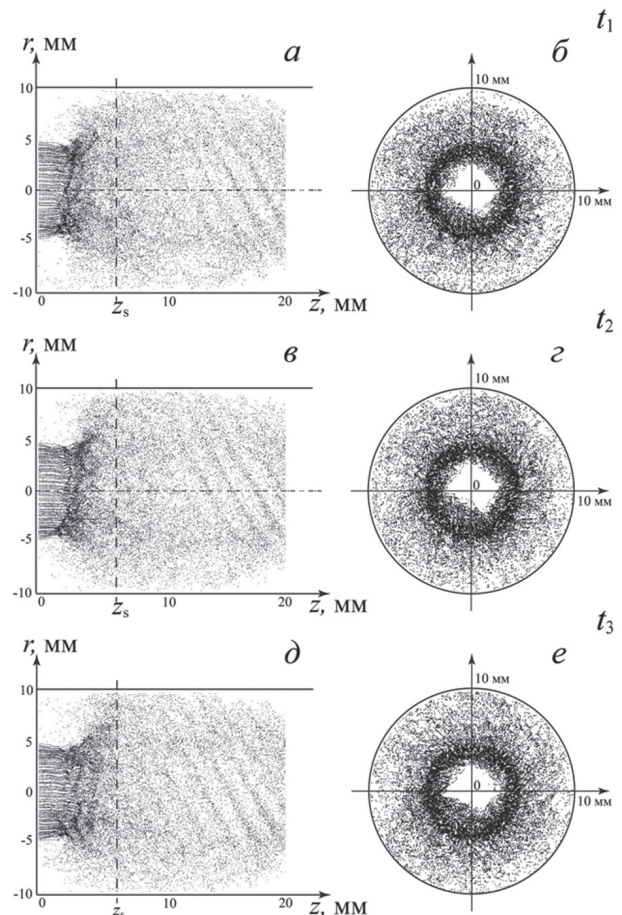


Рис. 4. Серию проекций мгновенных положений крупных частиц электронного потока на плоскость  $(z, r)$  (слева) и на плоскость  $(r, \theta)$  при  $z = 6$  мм (справа) в последовательные моменты времени с шагом  $\Delta t = 0.2$  нс при  $B = 5$  кГс,  $I = 9$  кА;  $W_e = 0.48$  МэВ. На проекциях конфигурационных портретов показаны только заряженные частицы, находящиеся за плоскостью проекции. Вертикальной пунктирной линией на рис. *a, в, д* обозначена плоскость, проекции пучка на которую изображены на рис. *б, г и е*

взаимодействия вблизи плоскости инжекции сильно возрастает благодаря неустойчивости потока.

Формирующаяся вихревая структура вращается в пространстве дрейфа, что хорошо прослеживается при сравнении сечений конфигурационных портретов пучка, изображенных на рис. 3 (*б, г и е*) для различных моментов времени  $t_i$ . Сечение выбрано в точке  $z_s = 6$  мм пространства взаимодействия. Следует отметить, что физический механизм развития неустойчивости имеет общие черты с хорошо известной конвективной неустойчивостью пучка в продольном внешнем магнитном поле конечной величины [5, 57, 58], которая возникает за счет неоднородного распределения плотности или скорости электронов пучка в радиальном направлении. Однако в рассматриваемом случае неустойчивость возникает за счет взаимодействия РЭП не с внешним, а с собственным магнитным полем.

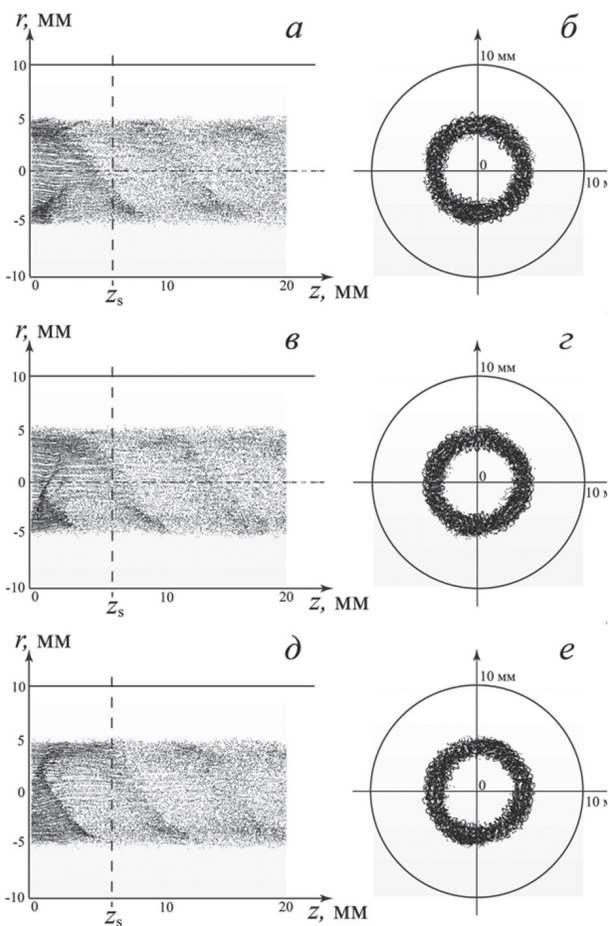


Рис. 5. Серии проекций мгновенных положений крупных частиц электронного потока на плоскость  $(z, r)$  (слева) и на плоскость  $(r, \theta)$  при  $z = 6$  мм (справа) в последовательные моменты времени с шагом  $\Delta t = 0.2$  нс при  $B = 30$  кГс,  $I = 10$  кА;  $W_e = 0.48$  МэВ. На проекциях конфигурационных портретов показаны только заряженные частицы, находящиеся за плоскостью проекции. Вертикальной пунктирной линией на рис. *a, в, д* обозначена плоскость, проекции пучка на которую изображены на рис. *б, з и е*

Обнаруженная неустойчивость РЭП приводит к уменьшению критического тока пучка, необходимого для формирования ВК, за счет уменьшения продольной энергии электронов и увеличения их разброса по скоростям в пространстве взаимодействия. Как следствие, ВК формируется в области возникновения вихревой структуры, где плотность пространственного заряда РЭП максимальна благодаря большому количеству электронов с малыми скоростями. Рис. 3 (*a, в и д*) демонстрируют на плоскости  $(z, r)$  ( $\theta = 0$ ) характерную картину формирования и динамики ВК в РЭП в рассматриваемом случае. Хорошо видно, что ВК (наиболее темная область на конфигурационных портретах благодаря максимальной плотности заряда) образуется вблизи плоскости инжекции. Он имеет несимметричную форму в пространстве, а его среднее положение совершает с течением времени продольные осцилляции малой амплитуды (ср. рис. 3, *a, в и д*).

С ростом внешнего магнитного поля азимутальная неустойчивость подавляется фокусирующими силами внешнего магнитного поля, которые направлены противоположно центробежной силе, действующей на вращающиеся электроны. При энергиях пучка порядка  $W_e \approx (0.4 \div 0.7)$  МэВ рост критического тока имеет место в диапазоне внешних магнитных полей  $B_{ch}^i \div B_{max}^i$  (см. кр. 1 и 2 на рис. 1, *a*), при больших энергиях РЭП — от 0 до  $B_{max}^i$  (рис. 1, *a*, кр. 3 и 4). Данный эффект иллюстрирует рис. 4, построенный для величины внешнего магнитного поля  $B_0 \sim B_{max}^i$  соответствующей области локального максимума на зависимости критического тока  $I_{cr}(B_0)$  (см. рис. 1, *a*). Действительно, как видно из рис. 4, *б, з и е*, вихревая электронная структура, вращающаяся в азимутальном направлении, разрушается, и электронный поток заполняет пространство взаимодействия в радиальном направлении без существенных азимутальных неоднородностей. Плотность пространственного заряда падает, и критический ток, необходимый для формирования ВК, растет в этом режиме работы. Как и при меньших магнитных полях, РЭП как целое вращается в азимутальном направлении, а ВК (плотный сгусток частиц на рис. 4, *a, в и д*) совершает пространственно-временные колебания. Следует заметить, что поперечная динамика частиц электронного потока к боковой стенке пространства дрейфа присутствует в системе, но уже оказывается в некоторой степени ограниченной возросшими силами внешнего фокусирующего пучок магнитного поля.

При дальнейшем увеличении внешнего магнитного поля ( $B_0 \geq B_{max}^i$ ) наблюдается монотонное уменьшение критического тока РЭП, сменяющееся при  $B_0 \sim B_{min}^i$  его насыщением на постоянном уровне. Такое поведение зависимости при  $B_0 \geq B_{max}^i$  обусловлено механизмом ограничения поперечной динамики частиц в электронном потоке фокусирующими силами внешнего магнитного поля, в результате чего критический ток уменьшается за счет увеличения плотности пространственного заряда РЭП. Величина  $B_{min}^i$  соответствует величине внешнего магнитного поля, при которой поперечная динамика РЭП оказывается полностью подавленной. Данный механизм аналогичен описанному ранее для слабoreлятивистского пучка [40, 43] (см. также врезку на рис. 1, *a*). Из рис. 5 видно, что при большой величине внешнего магнитного поля ( $B_0 \geq B_{min}^i$ ) поперечная динамика заряженных частиц отсутствует, и уширения потока в радиальном направлении не происходит.

При сравнении кривых 1, 2 и кривых 3, 4 на рис. 1, *a* становится очевидным, что существует некоторое характерное значение энергии  $W_e^c$  РЭП, при превышении которого поведение зависимости  $I_{cr}(B_0)$  на интервале  $(0, B_{max}^i)$  качественно изменяется, а именно исчезает область



уменьшения величины критического тока с ростом магнитного поля  $B_0$ . Рассмотрим физические процессы, приводящие к такому изменению поведения системы.

При увеличении внешнего магнитного поля на интервале  $(0, B_{max}^i)$  наблюдается, во-первых, эффект подавления азимутальной неустойчивости, что способствует увеличению критического тока пучка, и, во-вторых, ограничивается поперечная динамика заряженных частиц, что, напротив, приводит к его уменьшению. Инкремент развития азимутальной неустойчивости возрастает с увеличением энергии РЭП  $W_e$ , т.к. вызывающая его сила Лоренца растет пропорционально квадрату скорости инжектируемого пучка:  $F_L \sim v_0 B^s \sim v_0 I_0 \sim v_0^2 \sim W_e$ , где  $F_L$  — сила Лоренца,  $B^s$  — собственное магнитное поле РЭП, а, следовательно, увеличение энергии РЭП способствует более быстрому развитию азимутальной неустойчивости и формированию вихревой структуры. Из вышесказанного следует, что при относительно небольших энергиях РЭП  $W_e < W_e^c$ , когда влияние азимутальной неустойчивости не столь значительно, с ростом внешнего магнитного поля сначала наблюдается уменьшение критического тока пучка, обусловленное механизмом ограничения поперечной динамики заряженных частиц в системе, а только затем — увеличение, вызываемое сильным подавлением азимутальной неустойчивости (см. кривые 1 и 2 на рис. 1, а). С увеличением энергии РЭП влияние эффекта азимутальной неустойчивости при небольших внешних магнитных полях также возрастает, и он начинает играть определяющее значение в механизмах развития ВК в системе, поэтому его подавление приводит к сильному росту критического тока пучка. Как следствие, высота максимума на зависимостях  $I_{cr}(B_0)$  на рис. 1, а возрастает с увеличением начальной энергии РЭП  $W_e$ . Это хорошо видно при сравнении кривых 1, 2, 3 и 4 на рис. 1, а, соответствующих увеличивающимся значениям  $W_e$ , в области относительно малых магнитных полей.

При больших энергиях РЭП  $W_e > W_e^c$  (кривые 3 и 4 на рис. 1, а) увеличение внешнего магнитного поля в интервале  $(0, B_{max}^i)$  сразу приводит к росту критического тока пучка, т.к. в данном случае развитие азимутальной неустойчивости является основным фактором, способствующим формированию ВК в системе. Даже небольшое ограничение данного эффекта внешним магнитным полем вызывает возрастание критического тока. В результате наблюдается монотонное увеличение критического тока пучка с ростом величины внешнего магнитного поля в интервале  $(0, B_{max}^i)$ .

Таким образом, начальная энергия электронов  $W_e^c$  РЭП является характерным значением, при превышении которого изменяется соотношение между физическими эффектами, происходящими в режиме формирования ВК в РЭП при малых внешних магнитных полях.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обобщая полученные результаты, становится очевидным, что условия и механизмы формирования виртуального катода в релятивистском и ультрарелятивистском электронных потоках имеют характерные особенности по сравнению со слабoreлятивистским случаем. В ходе проведения исследований с использованием 3-мерного электромагнитного моделирования были построены и проанализированы зависимости критического тока РЭП, при котором в системе формируется нестационарный колеблющийся ВК, от величины внешнего магнитного поля. Показано, что при отсутствии внешних фокусирующих пучков магнитных полей условия формирования виртуального катода определяются влиянием собственных магнитных полей РЭП. Обнаружена неустойчивость электронного пучка в азимутальном направлении, обусловленная действием собственных магнитных полей потока, которая приводит к уменьшению величины критического тока РЭП. Это приводит к снижению критического тока при малых величинах внешнего магнитного поля и высоких энергиях инжектируемого пучка. Увеличение внешнего продольного магнитного поля вызывает подавление данного типа азимутальной неустойчивости РЭП в собственных магнитных полях и рост величины критического тока. При больших внешних магнитных полях величина критического тока, как и в случае нерелятивистского потока [43], снижается и перестает меняться. В этом случае ток, при котором в системе формируется ВК, хорошо согласуется с формулой (1), полученной для одномерного движения электронного потока.

Авторы выражают благодарность профессору И.И. Магде за плодотворное обсуждение полученных результатов. Работа поддержана Министерством образования и науки Российской Федерации в рамках Федеральной целевой программой «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009—2013 годы, РФФИ (проекты №№ 12-02-00345-а, 12-02-90022 и 12-02-31102), Президентской программой поддержки ведущих научных школ РФ (проект НШ-1430.2012.2).

### Литература.

- [1] Granatstein V. L., Alexeeff I. High power microwave sources. Artech House Microwave Library, 1987.
- [2] Дубинов А. Е., Селемир В. Д. // Радиотехника и электроника. — 2002. — Т. 47. — № 6. — С. 575.
- [3] Трубецков Д. И., Храмов А. Е. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. — В 2-х томах. — М.: Физматлит, 2003.
- [4] Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. // УФН. — 1971. — Т. 103. — С. 609.
- [5] Кузелев М. В., Рухадзе А. А., Стрелков П. С. Плазменная релятивистская СВЧ-электроника. — М.: изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2002.
- [6] Birdsall C. K., Bridges W. B. Electron dynamics of diode regions. N. Y.: Academic Press, 1966.



- [7] Mahaffey R. A., Sprangle P. A., Golden J., Kapetanacos C. A. // Phys.Rev.Lett. 1977. V. 39. №13. P. 843.
- [8] Диденко А. Н., Красик Я. Е., Перельгин С. Ф., Фоменко Г. П. // Письма в ЖТФ. — 1979. — Т. 5. — №6. — С. 321.
- [9] Анфиногентов В. Г., Храмов А. Е. // Изв.вузов. Радиофизика. — 1998. — Т. XLI. — №9. — С. 1137.
- [10] Jiang W., Masugata K., Yatsui K. // Phys. Plasmas. 1995. V. 2. №3. P. 982.
- [11] Короновский А. А., Храмов А. Е. // Физика плазмы. — 2002. — Т. 28. — №8. — С. 722.
- [12] Debabrata Biswas // Physics of Plasmas. 2009. V. 16. №6. P. 063104.
- [13] Sze H., Benford J., Young T. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1985. V. 15. №6. P. 592.
- [14] Диденко А. Н., Рашиков В. И. // Физика плазмы. — 1992. — Т. 18. — С. 1182.
- [15] Селемир В. Д., Алхин Б. В., Ватрунин В. Е. и др. // Физика плазмы. — 1994. — Т. 20. — №7, 8. — С. 689.
- [16] Калинин Ю. А., Короновский А. А., Храмов А. Е., Егоров Е. Н., Филатов Р. А. // Физика плазмы. — 2005. — Т. 31. — №11. — С. 1009.
- [17] Егоров Е. Н., Калинин Ю. А., Левин Ю. И., Трубецков Д. И., Храмов А. Е. // Изв. РАН, сер. физич. — 2005. — Т. 69. — №12. — С. 1724.
- [18] Егоров Е. Н., Храмов А. Е. // Физика плазмы. — 2006. — Т. 32. — № 8. — С. 742.
- [19] Singh G., Chaturvedi Shashank // Physics of Plasmas. 2011. V. 18. P. 063104.
- [20] Храмов А. Е. // Радиотехника и электроника. — 1999. — Т. 44. — №5. — С. 551.
- [21] Егоров Е. Н., Калинин Ю. А., Короновский А. А., Левин Ю. И., Храмов А. Е. // Радиотехника и электроника. — 2006. — Т. 51. — №11. — С. 51.
- [22] Дубинов А. Е., Ефимова И. А. // ЖТФ. — 2003. — Т. 73. — № 9. — С. 126.
- [23] Filatov R. A., Hramov A. E., Bliokh Y. P. et al. // Physics of Plasmas. 2009. V. 16. №3. P. 033106.
- [24] Рухадзе А. А., Богданкевич Л. С., Росинский С. Е., Рухлин В. Г. Физика сильноточных релятивистских пучков. — М.: Атомиздат, 1980.
- [25] Кузелев М. В., Рухадзе А. А. Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. — М.: Наука, 1990.
- [26] Федотов А. В., Шкварунец А. Г. // Физика плазмы. — 1988. — Т. 14. — № 6. — С. 689.
- [27] Кременцов В. И., Стрелков П. С., Шкварунец А. Г. // Физика плазмы. — 1976. — Т. 2. — № 6. — С. 936.
- [28] Lindsay P. A., Toh W. K., Chen X. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2002. V. 30. №3. P. 1186.
- [29] Chen X., Toh W. K., Lindsay P. A. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. V. 32. P. 835.
- [30] Дубинов А. Е., Ефимова И. А., Корнилова И. Ю. и др. // ФЭЧАЯ. — 2004. — Т. 35. — № 2. — С. 462.
- [31] Егоров Е. Н., Куркин С. А., Храмов А. Е. Влияние двумерных эффектов динамики заряженных частиц на колебания в электронных потоках с виртуальным катодом. Методы нелинейной динамики и теории хаоса в задачах электроники СВЧ. Т.2 Нестационарные и хаотические процессы. — М.: Физматлит, 2009. — С. 126-172.
- [32] Храмов А. Е., Куркин С. А., Егоров Е. Н., Короновский А. А., Филатов Р. А. // Математическое моделирование. — 2011. — Т. 23. — №1. — С. 3.
- [33] Jianguo Wang, Zaigao Chen, Yue Wang et al. // Physics of Plasmas. 2010. V. 17. №7. P. 073107.
- [34] Филатов Р. А., Храмов А. Е. // Физика плазмы. — 2011. — Т. 37. — №5. — С. 429.
- [35] Sze H., Benford J., Harteneck B. // Phys. Fluids. 1986. V. 29. №11. P. 5875.
- [36] Дубинов А. Е., Селемир В. Д. // Письма в ЖТФ. — 2001. — Т. 27. — №13. — С. 64.
- [37] Hramov A. E., Koronovskii A. A., Kurkin S. A. // Phys. Lett. A. 2010. V.374. P. 3057.
- [38] Куркин С. А., Короновский А. А., Храмов А. Е. // Письма в ЖТФ. — 2011. — Т. 37. — №8. — С. 26.
- [39] Benford J., Swegle J. A., Schamiloğlu E. High power microwaves. CRC Press, Taylor and Francis, 2007.
- [40] Куркин С. А., Короновский А. А., Храмов А. Е. // ЖТФ. — 2009. — Т. 79. — №10. — С. 119.
- [41] Морозов М. Ю., Храмов А. Е. // Физика плазмы. — 2007. — Т. 33. — №7. — С. 610.
- [42] Hramov A. E., Koronovskii A. A., Morozov M.Yu., Mush-takov A. V. // Phys. Lett. A. 2008. V. 372. P. 876.
- [43] Куркин С. А., Короновский А. А., Храмов А. Е. // Физика плазмы. — 2009. — Т. 35. — №8. — С. 684.
- [44] Balakirev V. A., Gorban A. M., Magda I. I. et al. // Plasma Physics Report. 1997. V. 23. №4. P. 323.
- [45] Дубинов А. Е., Корнилова И. Ю., Селемир В. Д. // УФН. — 2002. — Т. 172. — №11. — С. 1225.
- [46] Shulim E. Electron beams and microwave vacuum electronics. John Wiley and Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2007.
- [47] Месяц Г. А. Импульсная энергетика и электроника. — М.: Наука, 2004.
- [48] Богданкевич И. Л., Стрелков П. С., Тараканов В. П., Ульянов Д. К. // Физика плазмы. — 2012. — Т. 30. — №5. — С. 412.
- [49] Рошаль А. С. Моделирование заряженных пучков. — М.: Атомиздат, 1979.
- [50] Birdsall C. K., Langdon A. B. Plasma physics, via computer simulation. NY: McGraw-Hill, 1985.
- [51] Свешников А. Г., Якунин С. А. // Математическое моделирование. — 1989. — Т. 1. — № 4. — С. 1.
- [52] Anderson T. M., Mondelli A. A., Levush B. et al. // Proceedings IEEE. 1999. V.87. №5. P. 804.
- [53] Григорьев А. Д. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. — 1999. — Т. 7. — № 4. — С. 48.
- [54] Анфиногентов В. Г., Храмов А. Е. // Радиотехника и электроника. — 2001. — Т. 46. — №5. — С. 588.
- [55] Boris J. P., Lee R. // Commun. Math. Phys. 1969. V. 12. P. 131.
- [56] Davidson R. C. Theory of nonneutral plasmas. W.A. Benjamin Inc., Advanced book program, 1974.
- [57] Levy R. H. // Physics of Fluids. 1965. V. 8. №7. P. 1288.
- [58] Peratt A. L., Snell C. M. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 1167.

Поступила в редколлегию 29.11.2012



**Куркин Семён Андреевич**, канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры физики открытых систем ФГБОУ ВПО «Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского», область научных интересов — исследование электронно-волновых систем с интенсивными пучками заряженных частиц, изучение нелинейной динамики виртуального катода, а также генераторов, основанных на колебаниях виртуального катода (виркаторов).



**Храмов Александр Евгеньевич**, доктор физ.-мат. наук, профессор, профессор кафедры электроники, колебаний и волн ФГБОУ ВПО «Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского», область научных интересов — исследование электронно-волновых систем, изучение хаотической динамики в системах различной природы.



**Короновский Алексей Александрович**, доктор физ.-мат. наук, профессор, профессор кафедры физики открытых систем ФГБОУ ВПО «Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского», область научных интересов — изучение хаотической динамики в системах различной природы, численное моделирование нелинейной динамики сложных систем.



**Сельский Антон Олегович**, аспирант кафедры физики открытых систем ФГБОУ ВПО «Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского».



**Фролов Никита Сергеевич**, аспирант кафедры электроники, колебаний и волн ФГБОУ ВПО «Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского».



**Макаров Владимир Владимирович**, студент факультета нелинейных процессов ФГБОУ ВПО «Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского».

УДК 533.9

**Умови формування віртуального катода в релятивістському електронному потоці** / С.А. Куркін, О.Є. Храмов, О.О. Коронівський, А.О. Сельський, М.С. Фролов, В.В. Макаров // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2012. — Том 11. — № 4. — С. 489–497.

У статті представлені результати аналізу умов і механізмів формування віртуального катода в релятивістському і ультрарелятивістському електронних потоках з урахуванням власних магнітних полів при різних величинах зовнішнього магнітного поля. Виявлено характерну поведінку залежностей критичних струмів релятивістських електронних потоків, при яких в пучку формується коливний віртуальний катод, від величини зовнішнього однорідного магнітного поля. Виявлена нестійкість електронного потоку в азимутному напрямі.

*Ключові слова:* релятивістський електронний потік, віртуальний катод, виркатор, магнітне поле, пучкова нестійкість, критичний струм, нелінійна динаміка, електронні структури.

Л. 05. Бібліогр.: 58 найм.

UDC 533.9

**Conditions of virtual cathode formation in relativistic electron flow** / S.A. Kurkin, A.E. Hramov, A.A. Koronovskii, A.O. Selskii, N.S. Frolov, V.V. Makarov // Applied Radio Electronics: Sci. Mag. — 2012. Vol. 11. № 4. — P. 489–497.

The paper is devoted to the results of the numerical study of the virtual cathode formation conditions in the relativistic electron flow under the influence of the self-magnetic and external axial magnetic fields. The azimuthal instability of the relativistic electron flow leading to the formation of the vortex electron structure in the system is found out. This instability is determined by the influence of the self-magnetic fields of the relativistic electron current and it leads to the decrease of the critical value of the electron beam current (current when the non-stationary virtual cathode is formed in the drift space). The typical dependencies of the critical current on the external uniform magnetic field value have been discovered.

*Keywords:* relativistic electron flow, virtual cathode, vircator, magnetic field, beam instability, critical current, nonlinear dynamics, electron structures.

Fig. 05. Ref.: 58 items.

# VACUUM MICROWAVE INTEGRATED CIRCUITS AS A TOOL FOR PROTECTION OF RADAR AND COMMUNICATION RECEIVERS AGAINST HIGH POWER EMI AND IONIZING RADIATION

KONSTANTIN A. LUKIN

Vacuum microwave integrated circuits (VMIC) has been suggested for design of radar front-end to provide its high resistance against ionizing radiation and high power electromagnetic impulse radiations. We describe general approach to the suggested VMIC design and give preliminary results of its possible implementation and future applications.

*Keywords:* vacuum microwave integrated circuits, noise radar front-end, electromagnetic impulse, ionizing radiation.

## 1. INTRODUCTION

Semiconductor based technology dominates in nowadays radar and telecommunication systems, in particular, in their receiver units since they are designed on the basis of semiconductor chips, diodes, transistors and microwave integrated circuits (MMIC). However, all semiconductor based devices are rather sensitive to exposure of both ionizing radiation and high power electromagnetic signals [1]. The latter is especially important nowadays in the antiterrorism context. To enhance resistance of radar and communication systems against both ionizing radiation and high power electromagnetic impulse (EMI) radiation the idea of Vacuum Microwave Integrated Circuits (VMIC) design has been suggested [2] for application in radar front-end. It is worth of noting that this is a *new* application of microwave vacuum electronics. It is well known that vacuum electronic devices are much more resistant against ionizing radiation and high power electromagnetic fields. Actually the idea of devising vacuum microelectronic devices is a very old one [3]. As it was noticed in [3], about 40 years ago, K.R. Shoulders of Stanford Research Institute (SRI) presented a device concept in his article entitled "Microelectronics using electron-beam-activated machining techniques" [4]. At that time, the known today micro fabrication technology did not exist. Nevertheless, K. R. Shoulders, proposed "to devise vacuum tunnel effect devices of micron sizes with switching times in 0.1ns that (i) operate at 50 V, (ii) have high input impedance, (iii) are insensitive to temperature effects up to 1000 °C, (iv) are insensitive to ionizing radiation effects up to the limits of the best known dielectric materials, and (v) have a useful lifetime of many hundreds of years." However absence of mature technology for micro fabrication of vacuum devices and appearance at the same year (!) of the first results on semiconductor integrated circuits (IC) and further great success in their developments has blocked elaboration of that idea and did not draw proper attention to that paper. At the same time, nowadays Vacuum Microelectronics demonstrates significant achievements in the areas of both field emission cathodes and microwave devices exploiting these cathodes. The results obtained

encourage researchers to extend applications areas for Vacuum Microelectronics.

Recently a new gate-insulated *vacuum* channel transistor has been designed, fabricated and tested [11], which combined advantages of the vacuum tube and transistor and showed significant potential of nowadays technology for vacuum microwave integrated circuit design.

In the paper we describe general approach to design and feasibility study of VMIC for radar and communication applications.

## 2. VMIC FOR CW RADAR

Usually, application of vacuum electron devices is associated with generation of high power microwave signals by vacuum electron devices, such as magnetron, klystron, gyrotron, BWO, FEL. We suggested a new area of vacuum microelectronics application where high power of the generated signals is NOT required, but vacuum electronics technology is needed. We suggest design of VMIC for Radar and Communication applications.

The main idea of the VMIC consists in substitution of all semiconductor components in radar RF front-end with their vacuum analogues and use microminiaturized waveguides and/or co-axial lines for electromagnetic signals propagation between all active devices and VMIC Input/Output connectors. In this way, VMIC for radar RF front-end will require to use only two RF vacuum isolated Inputs for the reference and radar returns; two Intermediate Frequency (IF) outputs for IF copies of the reference and radar returns and certain number of DC inputs to deliver the required voltage to the active electronic devices inside the VMIC.

To the active devices needed for design of radar RF front-end we may relate the following: Local Oscillator for the frequency down conversion of both the reference signal and radar returns; mixing diodes, triodes or transistors; Low Noise Amplifier; IF amplifier, etc. Design of the VMIC will also require a set of passive components, such as: waveguides; co-axial lines, RF and IF filters; 3dB splitters; ferrite isolators and circulators; waveguide flanges; vacuum isolation components; vacuum DC voltage connectors, etc.



The most appropriate candidates for Local Oscillator are miniaturized low voltage Reflecting Klystron or Diffraction Radiation Oscillator (Orotron). Vacuum transistor [11] may be used for design of LO as well provided mature technology being available. A Travelling Wave Tube or Backward Wave Oscillator may be used as a good basis for design of miniaturized Low Noise Amplifier, while vacuum diode or triode may serve as the basis for design of RF signal mixers. Field emission cathodes are to be used as a source of electron beams for the above active devices. We suppose application of available etching technology for fabrication of waveguide filters, RF power splitters, and other passive components when implementing the VMIC. Important issues of DC power supply and VMIC cooling are much easier to solve in the case of VMIC compared to the case of high power vacuum devices. This is because successful operation of VMIC radar front-end may be performed with rather low level of RF signals and therefore one has to use reasonably low currents which make the cooling problem much easier provided negligible electrons interception by the miniaturized vacuum devices electrodes. At the same time in case of the need in cooling both water and air cooling may be readily implemented.

As an example of VMIC design we present description of coherent double channel frequency down converter for Continuous Wave (CW) Noise Radar [5, 6]. Its block-diagram is shown in Fig.1.

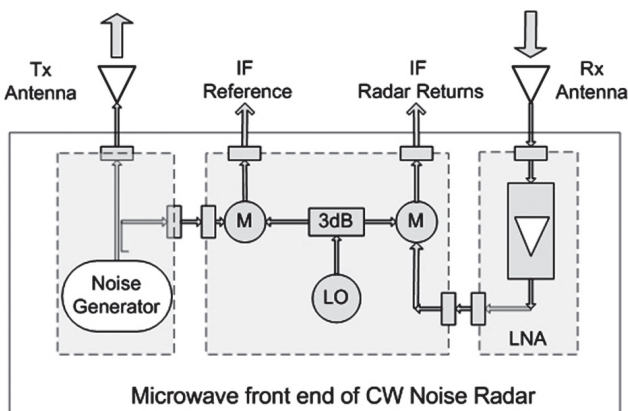


Fig. 1. Schematic of microwave front-end of CW Noise Radar: LNA is Low Noise Amplifier; LO is Local Oscillator; M is mixer

The microwave front-end for CW Noise Radar may be implemented as a single circuit on the basis of microwave vacuum electronics and deep-etch X-ray lithography [7]. Reflecting klystron [8] should be used for design of Local Oscillator (Fig.2 and Fig.3).

Nonlinear vacuum triodes [9] may be used as RF signal Mixers for down conversion of the frequencies of radar returns and reference signals. Weak Resonant BWO [10] is a good candidate for Noise Generator design, while miniaturized TWT is to be used for design of Low Noise Amplifier. In all devices the carbon nanotube cathodes should be preferably used to produce electron beams required. However at the first stage of VMIC design well studied thermo cathodes

may be also used. Moreover these types of cathodes demonstrate higher current stability as compared to carbon nanotube cathodes.

The required transmissions of microwave signals between those devices are to be done via miniaturized waveguides. To increase the working frequency bandwidth and avoid cut-off frequencies we may use vacuum coaxial transmission lines rather than rectangular waveguides.

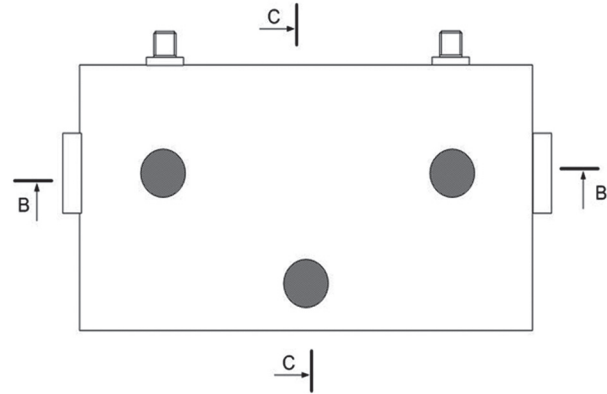


Fig. 2. Appearance of vacuum microwave integrated circuit for CW Noise Radar Frequency Down Converter: dark circles and rectangles show miniature focusing magnets

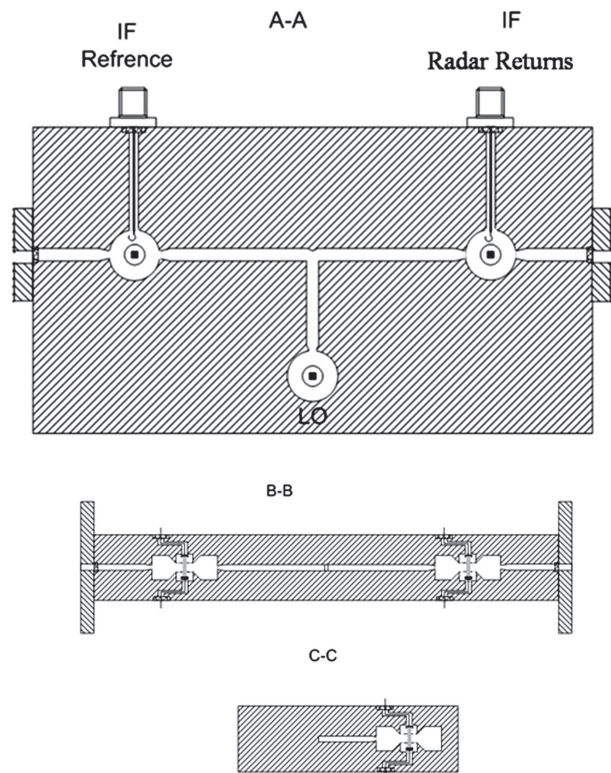


Fig. 3. Three cross-sections (indicated in Fig.2) of vacuum microwave front-end for CW Noise Radar Frequency Down Converter

In this way, it is feasible to implement microwave front-end for CW Noise Radar as a single vacuum circuit containing all the required active electron devices, transmission lines and connectors, which may be called as suggested: **Vacuum Microwave Integrated Circuit (VMIC)**.

We see the following particular areas of future applications for VMIC in Radar:

- RF front-end of Radar and Communication receivers designed for operation in hostile environment, such as high level of ionizing radiation (e.g. after nuclear bomb explosion) or High Power Electromagnetic radiation.
- RF front-end of Radar and Communication receivers capable to resist a terroristic attack by electromagnetic impulse generated with the help of Magnetic Cumulative Generators (MCG).
- Microminiaturized RF front-end for Radar Sensor and Navigation equipment mounted in Unmanned Robotic Vehicles, in particular Unmanned Combat Aerial Vehicle (UCAV).
- Imaging Radar with signal processing at carrier frequency based upon VMIC “generator+ phase modulator” arrays.
- Design of Radar front-end for systems operating in sub-THz and THz frequency bands on the basis of VMIC with oversized quasi-open transmission lines and resonators.

### 3. CONCLUSIONS

We suggest innovative application of vacuum microwave electron devices, namely for design of miniaturized radar front-end rather than its application as a sources of high power microwave radiation. It has the advantage of high resistance against both ionizing radiation and high power EMI radiation compared to semiconductor based radar RF front-end. Brief description of general design of the VMIC suggested is presented. Besides in the future paper we shall describe in more detail design of the miniaturized vacuum microwave devices such as klystrons, DRO, triodes, transistors and will give preliminary results of its feasibility study and possible implementation.

#### References

- [1] *Kravchenko V.I.* Electromagnetic Terrorism. Kharkov: HTMT, 2011. - 392 p. (in Russian).
- [2] *Lukin K.A. and Park G.S.* Vacuum Microwave Integrated Circuits for Radar RF Front-End // Proc. IVEC 2009 28-30 April 2009, P.57-59.
- [3] Vacuum Microelectronics. Ed. By Wei Zhu, John Wiley & Sons, 2001, 396p.
- [4] *Shoulders K. R.*, Microelectronics using electron-beam-activated machining techniques, Adv. Comp. Vol.2, p.135, 1961.
- [5] *Lukin K.A.*, “Noise Radar Technology,” *Radiophysics and Electronics*, Kharkiv, IRE NASU, Vol.4, #3, pp.105-111, 1999, (In Russian; translation available in *Telecommunications and Radio Engineering*, Vol. 55, no.12, pp.8-16, 2001).
- [6] *Lukin K.A., Mogyla A.A., Vyplavin P.L. et al.* “Ka-band bistatic ground-based noise waveform SAR for short-range applications”, *IET Radar Sonar Navig.*, Vol. 2, no. 4, pp. 233–243, 2008.
- [7] *Seong-Tae Han, Seok-Gy Jeon, Young-Min Shin, Kyu-Ha Jang, Jin-Kyu So, Jong-Hyun Kim, Suk-Sang Chang, Gun-Sik Park*, Experimental investigations on miniaturized vacuum electron devices, Proc. of IVESC 2004. 6-10 Sept. 2004, pp. 404- 405.
- [8] *Jang K. H., Won J. H., So J. K., Srivastava A., Shin Y. M., Baik C. W. and Park G. S.* Proof of Principle Experiment on

Photonic Crystal Reflex Klystron, //Proceedings of IVEC 2007, Kitakyushu, Japan, 15-17 May, 2007, pp. 169-170.

- [9] *Bower C., Shalom D., Zhu Wei, et al.* A Micromachined Vacuum Triode Using Carbon Nanotube Cold Cathode, // *IEEE Trans. on ED*, Vol. 49, no.8 pp. 1478-1483, 2002.
- [10] *V.A.Rakityansky and K.A.Lukin*, Excitation of Chaotic Oscillations in Millimeter BWO, // *Int. Journal of Infrared and Millimeter Waves*, Vol.16, no.6, pp.1037-1050, June, 1995.
- [11] *Jin-Woo Han, Jae Sub Oh, and M. Meeyappan* Vacuum nanoelectronics: Back to the future?-vacuum channel transistor // *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 100, 2012, pp.213505-509.

Manuscript received November, 30, 2012

**Konstantin Lukin**, Dr. of Sci., Professor, Fellow IEEE; Head of the Laboratory for Nonlinear Dynamics of Electronic Systems, Usikov Institute for Radiophysics and Electronics NAS of Ukraine; ICTP Senior Associate; Head of the Task Group on “Capabilities of Noise Radar” at the RTO/NATO. Research interests: Dynamical Chaos in electronic systems; noise generators; random signal processing; Software Defined Radar; Noise Radar; Ground Based Noise Waveform SAR for remote sensing and pre-catastrophic stage detection.



УДК 517.862

**Вакуумные микроволновые интегральные схемы как средство защиты радаров и приемников связи от мощного электромагнитного излучения и ионизирующей радиации** / К.А. Лукин // Прикладная радиоэлектроника: науч.-техн. журнал. – 2012. – Том 11. – № 4. – С. 498–500.

Вакуумные микроволновые интегральные схемы (ВМИС) были предложены для применения в высокочастотной части радаров, чтобы обеспечить их высокую устойчивость к ионизирующей радиации и мощному электромагнитному излучению. Мы описываем общий подход к проектированию предложенных ВМИС и приводим предварительные результаты их реализации и перспективы будущих применений.

*Ключевые слова:* вакуумные микроволновые интегральные схемы, микроволновая часть шумового радара, электромагнитный импульс, ионизирующее излучение.

Ил. 3. Библиогр.: 11 назв.

УДК 517.862

**Вакуумні мікрохвильові інтегральні схеми як засіб захисту радарів і приймачів зв'язку від потужного електромагнітного випромінювання та іонізуючої радіації** / К.О. Лукін // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. – 2012. – Том 11. – № 4. – С. 498–500.

Вакуумні мікрохвильові інтегральні схеми (ВМИС) були запропоновані для застосування у високочастотній частині радарів, щоб забезпечити їх високу стійкість до іонізуючої радіації та потужного електромагнітного випромінювання. Ми описуємо загальний підхід до проектування запропонованих ВМИС і наводимо попередні результати їх реалізації і перспективи майбутніх застосувань.

*Ключові слова:* вакуумні мікрохвильові інтегральні схеми, мікрохвильова частина шумового радара, електромагнітний імпульс, іонізуюче випромінювання.

Іл. 3. Бібліогр.: 11 найм.

## ПОВЫШЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПОВЫШЕНИИ ЧАСТОТЫ И ПРИ ФОКУСИРОВКЕ В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

*В.А. БУЦ, А.М. ЕГОРОВ, Г.И. ЧУРЮМОВ*

Дан краткий обзор некоторых механизмов, позволяющих существенно повысить плотность энергии излучения. Эти механизмы были предложены и изучены в ННЦ «ХФТИ» и в ХНУРЭ и представлены в виде двух больших групп. В первой описаны механизмы преобразования энергии низкочастотных колебаний в энергию высокочастотных. Наибольшее внимание в этой группе уделено механизму возбуждения высоких номеров гармоник нерелятивистскими осцилляторами. Дана упрощенная теория этого механизма. Обсуждаются механизмы вторичных резонансов и механизм квантовой юлы. Во второй группе рассмотрены механизмы фокусировки излучения в неоднородных средах. Для лучей показано существование механизма, который аналогичен механизму автофазировки Векслера-Макмиллана. Показано, что при рассеивании когерентного излучения на периодически-неоднородном диэлектрике может сформироваться излучение, плотность энергии которого значительно превосходит плотность энергии падающего излучения.

*Ключевые слова:* плотность излучения, преобразование энергии, гармоника, нерелятивистский осциллятор, фокусировка излучения, неоднородная среда, когерентное излучение.

### ВВЕДЕНИЕ

Говоря о повышении плотности энергии излучения, следует несколько слов сказать о тех ограничениях, которые будут использованы в этом обзоре. В настоящий момент известно много механизмов, которые приводят к росту плотности энергии излучения. В частности, наиболее известный механизм — механизм компрессии излучения при прохождении излучения через диспергирующие среды. Мы остановимся на механизме преобразования низкочастотного излучения в высокочастотное излучение или использования низкочастотного излучения для возбуждения высокочастотного излучения, а также некоторых новых механизмах фокусировки излучения. При этом будем различать фокусировку лучей (приближение геометрической оптики) и фокусировку, обусловленную дифракционными эффектами. Все эти механизмы позволяют существенно увеличить плотность энергии излучения. Действительно, пусть у нас имеется низкочастотное излучение, которое характеризуется следующими величинами:  $\Omega$ ,  $\Lambda$ ,  $\varepsilon_\Omega$ ,  $\rho_\Omega \approx \varepsilon_\Omega / \Lambda^3$ , т.е. мы имеем излучение с заданной частотой (длиной волны), энергией и максимально возможной плотностью энергии. Пусть, в результате некоторого физического процесса, энергия этого низкочастотного излучения с некоторым коэффициентом меньше единицы переходит в энергию высокочастотного излучения ( $\varepsilon_\Omega \cdot k \rightarrow \varepsilon_\omega$ ,  $k < 1$ ) с характеристиками:  $\omega$ ,  $\lambda$ ,  $\varepsilon_\omega$ ,  $\rho_\omega \approx \varepsilon_\omega / \lambda^3$ ,  $\Omega \ll \omega$ ,  $\lambda \ll \Lambda$ . Плотность энергии при этом может существенно увеличиться. Действительно, пусть коэффициент преобразования энергии составляет всего один процент ( $k = 10^{-2}$ ), а частота излучения увеличилась в сто раз ( $\lambda = \Lambda \cdot 10^{-2}$ ). В этом случае плотность энергии растет в ( $\rho_\omega = \rho_\Omega \cdot 10^4$ ). Такое увеличение плотности энергии может быть достигнуто путем изменения частоты излучения.

Вторая группа механизмов, которая приводит к росту плотности энергии, в целом хорошо известна и широко используется. Это различного типа фокусировки компрессии излучения. Известно, что если мы для фокусировки будем использовать линзы, то максимальная интенсивность сфокусированного излучения будет определяться выражением

$$I / I_0 \sim (R/\lambda)^2,$$

где  $R$  — радиус линзы;  $\lambda$  — длина волны фокусируемого излучения. Ниже мы покажем, что существует эффективный механизм дифракционной фокусировки излучения при рассеянии излучения на средах со слабой модуляцией диэлектрической проницаемости. Если диэлектрическая проницаемость диэлектрического слоя может быть представлена в виде

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + q \cos \kappa \vec{r}, \quad (1)$$

где  $\kappa = 2\pi/d$ ,  $d$  — период неоднородности, то плотность энергии рассеянного и сфокусированного таким слоем излучения можно представить в виде

$$I / I_0 \sim (1/q)^4.$$

Отметим, что если речь идет о рентгеновском излучении, то величина модуляции диэлектрической проницаемости очень мала и колеблется для разных кристаллов в интервале:  $q \sim 10^{-4} - 10^{-6}$ . Такой механизм фокусировки во многом аналогичен фокусировке излучения зонными пластинками. Однако имеются две принципиальные разницы. Первая заключается в том, что эквивалентная зонная пластинка должна иметь ширину зон, соизмеримую с периодом кристаллической решетки. Ясно, что такое реализовать невозможно. Второе отличие заключается в том, что зонная пластинка так же, как и линза, фокусирует



излучение в определенной точке (в фокусе). За этой точкой излучение, в силу теоремы Лиувилля, дефокусируется. Как мы увидим ниже, дифракционная фокусировка формирует излучение в виде тонких листов излучения либо в виде тонкого луча. При этом степень когерентности такого излучения очень высока. Поэтому поток излучения расходится мало.

Целью данного обзора является систематизация знаний о физических механизмах повышения плотности электромагнитного излучения. Статья состоит из двух частей. В первой части описаны механизмы, позволяющие использовать низкочастотное излучение для возбуждения электромагнитного излучения более высокой частоты. Вторая часть посвящена механизмам фокусировки электромагнитного излучения.

## 1. ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЫСОКИМИ ЧАСТОТАМИ

В этой части обзора рассмотрим несколько механизмов, позволяющих преобразовать энергию низкочастотного излучения в энергию высокочастотного колебания. Также рассматривается механизм, который первоначально был назван механизмом квантовой юлы. Оказалось, что этот механизм работает не только в классической механике, но и в классической электродинамике. Он позволяет использовать низкочастотное излучение для создания ансамбля долгоживущих возбужденных эмиттеров, т.е. создать достаточно плотную для высоких частот инвертированную среду (вплоть до рентгеновского диапазона).

**1.1. Возбуждение высоких номеров гармоник нерелятивистскими осцилляторами.** Ранее нами было показано, что нерелятивистские осцилляторы, которые движутся в слабонеоднородной периодической среде или потенциале, могут эффективно излучать высокие номера гармоник [1-10]. При этом спектр излучения нерелятивистских осцилляторов аналогичен спектру излучения релятивистских осцилляторов – максимум спектра находится в окрестности высоких номеров гармоник. Был выяснен механизм такого излучения. Оказалось, что за излучение ответственна медленная компонента (виртуальная волна) сложной структуры поля, которое существует в периодически неоднородной среде. Рассмотренный механизм излучения мог быть описан в рамках классической электродинамики.

При этом строгое получение формул, которые определяют мощность излучения осцилляторов в периодически-неоднородном диэлектрике, громоздко. Их трудно анализировать. Однако главный результат, который заключается в том, что спектр излучения нерелятивистских частиц аналогичен спектру излучения релятивистских частиц, может быть получен достаточно простым и прозрачным способом. Действительно, как показывает строгий анализ, такая особенность спектра нерелятивистских частиц в

периодически-неоднородном диэлектрике обусловлена тем фактом, что структура поля в таком диэлектрике содержит медленные виртуальные волны [11]. Именно синхронизм этих медленных виртуальных волн с нерелятивистскими частицами приводит к эффективному излучению высоких номеров гармоник. Мы воспользуемся этим фактом и получим выражение для мощности излучения простым, физически прозрачным способом. Кроме того, мы воспользуемся понятием длины формирования [12-14]. Безусловно, необходимо понимать, что полученная ниже формула может считаться справедливой только потому, что она совпадает со строгим решением. Без строгого решения ее значение не слишком велико. Однако наличие совпадающих строгого и упрощенного рассмотрения позволяет значительно глубже понять главные элементы механизма излучения.

Наше основное предположение будет заключаться в том, что эффективное взаимодействие заряженных частиц происходит только с одной из медленных виртуальных волн. Взаимодействием с другими волнами мы будем пренебрегать. Итак, пусть у нас имеется периодически-неоднородная среда, диэлектрическую проницаемость которой можно представить в виде (1).

Причем степень неоднородности мы будем считать малой ( $q \ll 1$ ). Тогда структуру электрического поля электромагнитной волны в такой среде на частоте  $\omega$  можно представить в виде:

$$\vec{E} = \sum_n \vec{E}_n \exp \left[ i \cdot \omega \cdot t - i \cdot (\vec{k} + n \cdot \vec{\kappa}) \cdot \vec{r} \right]. \quad (2)$$

Каждое слагаемое в формуле (2) имеет вид плоской электромагнитной волны. Амплитуды слагаемых в выражении (2) быстро спадают с номером  $E_n \sim q^n$ . В соответствии с терминологией работы [11], эти слагаемые можно назвать виртуальными волнами. Причем волновые числа этих волн равны  $(\vec{k} + n \cdot \vec{\kappa})$ , а частота равна  $\omega$ . Если, как в обычных волнах, представить волновые числа как отношение частоты к фазовой скорости волны, то видно, что выражение (2) содержит как быстрые виртуальные, так и медленные виртуальные волны. Степень замедления существенно зависит от величины вектора обратной решетки ( $\vec{\kappa}$ ) и от номера члена в сумме (2). Учитывая, что степень неоднородности мала ( $q \ll 1$ ), мы в сумме (2) ограничимся только одной медленной виртуальной волной. Более того, мы будем считать, что только с этой волной происходит взаимодействие заряженных частиц. Пусть в такой среде движется заряженная частица. Траекторию ее движения мы будем описывать формулой:

$$\vec{r} = \vec{V}_0 t + \vec{r}_0 \sin \Omega t. \quad (3)$$

Из формулы (3) видно, что мы рассматриваем, в общем случае, движение осциллятора. Если это движение нерелятивистское, то такой осциллятор будет эффективно взаимодействовать только с медленной виртуальной волной. Учитывая

сказанное выше, мы, по аналогии с работой [12], введем в рассмотрение длину формирования

$$\vec{l} = q \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{V}(t) \cdot \exp\left[i \cdot \omega \cdot t - i \cdot (\vec{k} + \vec{\kappa}) \cdot \vec{r}(t)\right] \cdot dt. \quad (4)$$

Формула (3) отличается от той, которая представлена в работе [12] тем, что в ней фигурирует не та волна, которая излучается, а виртуальная волна со всеми своими характеристиками. Действительно, эффективное формирование излучения нерелятивистских частиц будет происходить только при взаимодействии с медленной виртуальной волной. Подставим в формулу (3) выражение для координаты частицы (3) и для ее скорости. В результате получим следующее выражение для длины формирования

$$\vec{l} = q \cdot (\Omega \cdot \vec{r}_0) \times \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\vec{\kappa} \cdot \vec{r}_0) \frac{n}{(\vec{\kappa} \cdot \vec{r}_0)} \exp[i \cdot t(\omega - n \cdot \Omega)] \cdot dt. \quad (5)$$

Известно [12], что мощность излучения на частоте  $\omega$  связана с длиной формирования следующим выражением

$$dW_{\omega, \vec{k}} = \frac{e^2}{2 \cdot \pi^2 \cdot c} \left[ \vec{k} \cdot \vec{l} \right]^2 \cdot d\omega \cdot \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\varphi. \quad (6)$$

Обратим внимание, что, как следует из выражения (5), длина формирования при  $\omega = n \cdot \Omega$  стремится к бесконечности. Эта ситуация аналогична той, которая возникает при черенковском излучении. В этом случае полные потери энергии на излучение оказываются бесконечно большими. Однако потери энергии на единицу пути или за конечный интервал времени ограничены. Поступая при этом так же, как это сделано в [12], для черенковского излучения, выражение для квадрата длины формирования можно представить в виде

$$\left| \vec{l} \right|^2 = \frac{2\pi}{\omega} \left( \frac{q}{2} \right)^2 \cdot (\Omega \cdot \vec{r}_0)^2 \cdot J_n^2(\vec{\kappa} \cdot \vec{r}_0) \times \left( \frac{2 \cdot n}{\vec{\kappa} \cdot \vec{r}_0} \right)^2 \cdot T \cdot \delta\left(1 - \frac{n \cdot \Omega}{\omega}\right), \quad (7)$$

где  $T$  — время взаимодействия частиц с полем.

С учетом этого выражения окончательное выражение для мощности излучения на частоте  $\omega$  ( $\omega = n \cdot \Omega$ ;  $n \approx \vec{\kappa} \cdot \vec{r}_0$ ) можно представить в виде

$$\partial W / \partial t = \left( \frac{e^2 \cdot \beta^2}{c} \right) \left( \frac{q}{2} \right)^2 \cdot \omega^2 \cdot J_n^2(n) \cdot \int_0^\pi \sin^3 \theta \cdot d\theta. \quad (8)$$

Из выражения (8) видно, что диаграмма направленности излучения соответствует дипольному излучению. Кроме того, формула (8) с точностью до численного множителя порядка единицы совпадает с соответствующим выражением, полученным по строгой теории (см., напр., [1, 2]).

**Квантовая теория излучения гармоник.** Аналогичное излучение имеет место и при движении заряженных частиц в периодическом потенциале.

Однако в этом случае адекватная теория должна быть квантовой теорией. Такая теория была построена в [6]. Главным результатом этой теории является доказательство высокой эффективности излучения гармоник осцилляторами в таком периодическом потенциале  $U(\vec{r}) = U_0 + g \cdot \cos(\vec{\kappa} \cdot \vec{r})$ . Для мощности излучения было получено следующее выражение

$$\frac{dW}{dt} = (g_{eff})^2 \cdot \frac{(e \cdot \omega \cdot V)^2 \cdot n}{4c^3} \int_0^\pi \sin^3 \theta \cdot d\theta, \quad (9)$$

где  $g_{eff} = eg / E_0 < 1$ ,  $E_0$  — энергия частиц перед излучением.

Представляет интерес сравнить полученное выражение с выражением для известных механизмов излучения, например, с черенковским излучением. Отношение мощности рассматриваемого излучения к мощности черенковского может быть оценено формулой

$$(dW / dt)_{Harm} / (dW / dt)_{Cher} \approx (g_{eff})^2 \cdot \beta. \quad (10)$$

Правая часть (10) содержит два малых параметра. Это означает, что мощность черенковского излучения больше мощности излучения гармоник. Однако надо иметь в виду, что эти множители не слишком малы. Кроме того, при получении (10) для оценки мощности черенковского излучения мы воспользовались формулой

$$(dW / dt)_{Cher} \sim (e^2 \cdot \omega^2 \cdot V) / c^2.$$

Это означает, что мы взяли излучение в широком интервале частот, полагая  $\Delta\omega \sim \omega$  и  $(1 - c / V \sqrt{\epsilon\mu}) \sim 1$ . Таким образом, мощность излучения гармоник в узкой спектральной линии ( $\Delta\omega \ll \omega \sim (\kappa \cdot c) / \beta$ ) близка к мощности черенковского излучения в широком спектральном интервале ( $\Delta\omega \sim \omega$ ). Схематически это соотношение представлено на рис. 1. Основные выводы теории были проверены в ряде экспериментов [3]. Было проведено две серии экспериментов — в СВЧ диапазоне и в ультрафиолетовом диапазоне длин волн. В СВЧ диапазоне механизм излучения был детально изучен. Было получено хорошее совпадение с результатами теории. В ультрафиолетовом диапазоне в качестве ондулятора использовалась кристаллическая решетка полупроводников.

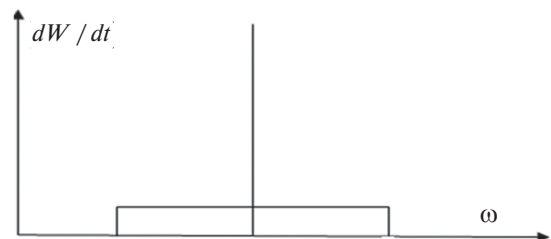


Рис. 1. Спектр излучения гармоник и черенковского излучения

Полученные результаты могут быть физической основой новых типов интенсивных

источников когерентного высокочастотного (до рентгеновского и выше) излучения. Как пример сформулируем наиболее существенные особенности возможной схемы рентгеновского лазера, если в качестве ондулятора выбрать периодический потенциал кристаллической решетки идеального кристалла: период такого ондулятора является наименьшим из тех, которые могут быть реализованы в природе ( $10^{-13}$  см); плотность эмиттеров также является наибольшей из тех, которые могут быть реализованы (плотность электронов твердого тела). Такая плотность эмиттеров позволяет реализовать индуцированный процесс излучения в рентгеновском диапазоне. Поясним малость периода ондулятора. Периодический потенциал создается ядрами кристаллической решетки. Расстояние между ядрами составляет  $10^{-8}$  см. Размеры самих ядер порядка  $10^{-13}$  см. В Фурье разложении такого потенциала будет порядка  $10^5$  компонент примерно с одинаковыми амплитудами. Минимальный период этих компонент и составляет величину  $10^{-13}$  ( $d_{\min} < 10^{-13}$  см). Соответственно, такой источник потенциально может возбуждать излучение с длиной волны  $\lambda_{\min} \sim (d_{\min} / \beta) \sim d_{\min}$ .

Кратко опишем возможную схему реализации такого рентгеновского лазера. На твердотельную кристаллическую мишень падает лазерное излучение с параметрами:  $\lambda_L = 200$  нм  $E \geq 10^9$  В/см  $\Rightarrow 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>. В течение полупериода лазерного излучения все электроны мишени в таком поле становятся свободными. В течение времени порядка 100 периодов развивается неустойчивость, в результате которой возбуждается когерентное рентгеновское излучение. В течение этого времени структура ондулятора (структура кристаллической решетки) практически не меняется.

**Экспериментальные исследования.** Основные выводы теории были проверены в ряде экспериментов [3]. Было проведено две серии экспериментов.

Первая серия экспериментов была в СВЧ-диапазоне. В них изучалось возбуждение третьей гармоники волны с частотой 2.7 GHz. Эта волна падала на периодическую среду в виде решетки, погруженной в плазму. Осцилляторами служили электроны плазмы, которые колебались в поле этой волны.

Во второй серии экспериментов в качестве периодической неоднородности использовалась периодическая структура кристалла германия. Такой кристалл помещался в резонатор, который возбуждался внешним высокочастотным полем на частоте 2.7 GHz. Напряженность высокочастотного поля менялась в интервале 15-25 кВ/см. Детектор мог регистрировать излучение с длиной волны  $\lambda \sim 10^{-5}$  см. Когда напряженность внешнего высокочастотного поля была таковой, что выполнялось условие  $\omega = n \cdot \Omega$ ;  $n \approx \vec{k} \cdot \vec{r}_0$ , детектор

регистрировал излучение. Это излучение отсутствовало при меньших напряженностях и могло появляться при больших напряженностях. Последнее можно объяснить тем фактом, что напряженность поля на поверхности кристалла была неоднородной. Результаты этого эксперимента представлены на рис. 2. На верхней части рисунка представлена осциллограмма амплитуды высокочастотного импульса в резонаторе на частоте 2.7 GHz. На нижней осциллограмме — импульс регистрируемого излучения на длинах волн  $\lambda \sim 10^{-5}$  см с кристалла при напряженности поля 20 кВ/см, т.е. излучения на миллионной гармонике. Из осциллограмм видно, что понижение напряженности поля на 10% сопровождается исчезновением излучения.

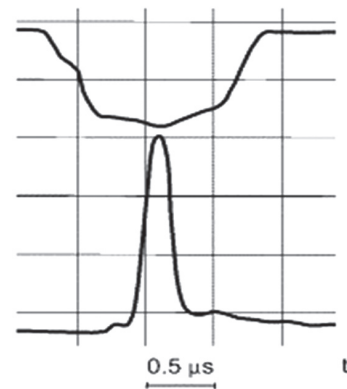


Рис. 2. Осциллограммы амплитуды высокочастотного поля в резонаторе (верхний луч) и излучения с поверхности полупроводника в области вакуумного ультрафиолета (нижний луч)

Результаты экспериментов в сантиметровом диапазоне достаточно полны для однозначной интерпретации. Характеристики излучения в этом диапазоне понятны практически во всех деталях. Что касается ультрафиолетового диапазона ( $\lambda \sim 10^{-5}$  см), ситуация менее ясна. Проведенных экспериментов недостаточно для детального изучения этого излучения. Ясным является одно — спектр излучения хорошо укладывается в предлагаемый механизм излучения.

Особый интерес представляет коллективный процесс излучения. В сантиметровом диапазоне длин волн, безусловно, наблюдается коллективное излучение. В оптическом и ультрафиолетовом диапазонах можно только предполагать, что оно также реализуется. Имеющиеся экспериментальные результаты не дают возможности сделать какое-либо однозначное заключение по этому поводу.

**1.2. Вторичные резонансы.** Пояснить работу второго механизма преобразования энергии низкочастотных движений в энергию высокочастотных проще всего на примере вращающейся пуговицы на нитке, схематическое изображение которой приведено на рис. 3.

В этом случае энергия низкочастотных движений рук трансформируется в энергию быстрых



(высокочастотных) вращений пуговицы. Другой простой пример представляет собой систему из двух слабосвязанных линейных маятников. Известно, что наличие связи между этими маятниками приводит к тому, что энергия колебаний одного маятника через некоторое время полностью переходит в энергию колебаний второго маятника. Процесс обмена энергиями между маятниками является периодическим, частота которого определяется величиной связи. Чем меньше связь, тем меньше эта частота.

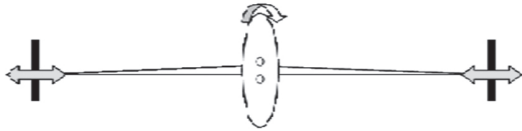


Рис. 3. Схематическое изображение вращающейся пуговицы на нитке

Таким образом, два связанных одинаковых маятника при наличии связи приобретают в своей динамике низкую частоту. Наличие этой низкой частоты позволяет организовать резонансную связь высокочастотных маятников с низкочастотным источником энергии. Мы рассмотрели различные варианты таких систем. Наиболее интересным из них является система из двух связанных резонаторов, в канал связи которых включен низкочастотный генератор (рис. 4). Было показано, что если связи между резонаторами невзаимные, то энергия низкочастотных колебаний внешнего генератора может трансформироваться в энергию высокочастотных колебаний резонаторов.

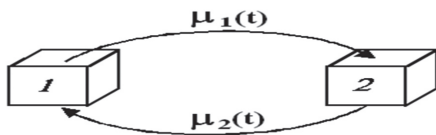


Рис. 4. Два связанных резонатора

Интересным примером является возможность усиления рентгеновского излучения при его распространении в кристаллах. При этом роль маятников играют две рентгеновские волны (падающая волна и волна минус первого порядка дифракции), связь между которыми осуществляется через кристалл (рис. 5). Дополнительные особенности механизма вторичных резонансов можно найти в работах [14-17].

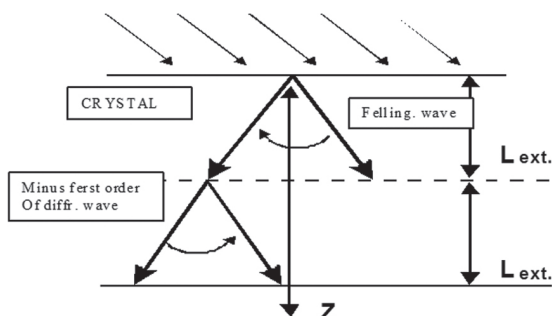


Рис. 5. Взаимодействие двух рентгеновских волн в кристалле

Проиллюстрируем работу механизма вторичных резонансов на простейшем примере. Этим примером может быть система двух связанных одинаковых осцилляторов, связи между которыми зависят от времени и невзаимные. Систему уравнений, которая описывает динамику таких осцилляторов, можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \ddot{x}_1 + x_1 &= \mu_1(t) \cdot x_2, \\ \ddot{x}_2 + x_2 &= \mu_2(t) \cdot x_1. \end{aligned} \quad (11)$$

Если  $(\mu_1/\mu_2) \neq const$  система (11) не может быть записана в обычном гамильтоновом виде (гамильтониан для системы (11) в общем случае может быть написан в расширенном фазовом пространстве). Причина отсутствия гамильтониана заключается в том, что виртуальная работа реакций связей не равна нулю, т.е. связи в этом случае являются неидеальными. Физическим примером системы, которая может быть описана системой уравнений (11), является динамика полей двух связанных одинаковых резонаторов. Причем связи между этими резонаторами разные. Такие связи можно осуществить, например, с помощью каналов, которые имеют гиротропные вставки.

При малых коэффициентах связи  $(\mu_i \ll 1)$  для определения медленно меняющихся амплитуд  $a_i(t)$  колебаний маятников, для решения  $x_i = a_i(t) \cdot \exp(it)$ , получим следующую систему укороченных уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{a}_1 &= \mu_1 \cdot a_2 / 2i, \\ \dot{a}_2 &= \mu_2 \cdot a_1 / 2i. \end{aligned} \quad (12)$$

Пусть коэффициенты связи имеют вид  $\mu_i = \alpha_i + \beta_i \cdot \cos(\gamma \cdot t)$ , где  $\alpha_i, \beta_i$  — постоянные. Если  $\beta_i = 0$ , то возникает периодическая модуляция амплитуд  $a_i$  с частотой  $\Omega = \sqrt{\alpha_1 \cdot \alpha_2} / 2$ , т.е. энергия одного маятника перекачивается в энергию другого, и обратно. При  $\beta_i \neq 0$  система уравнений (12) эквивалентна уравнению Хилла. При этом возможен рост амплитуды взаимодействующих осцилляторов. Отметим, что из системы (12), в частности, следует

$$d(a_1^2) = \frac{\mu_1}{\mu_2} d(a_2^2). \quad (13)$$

Из (13) следует, что если  $(\mu_1/\mu_2) = const$ , то система (12) имеет интеграл (и обычный гамильтониан)

$$a_1^2 - (\mu_1/\mu_2) a_2^2 = const. \quad (14)$$

При выполнении (14) система (12) не имеет нарастающих решений. Усиление при этом отсутствует. Из (13) также следует, что в первом приближении по параметру  $\beta_i/\alpha_i$  существует интеграл (14), если  $\beta_1/\alpha_1 \rightarrow \beta_2/\alpha_2$ . Чем больше различие в величинах  $\beta_1/\alpha_1$  и  $\beta_2/\alpha_2$ , тем большим будет инкремент параметрического усиления. Пусть для определенности  $\beta_1/\alpha_1 \gg \beta_2/\alpha_2$  и выполнено условие параметрического резонанса:  $\gamma = 2\Omega$ . Тогда, воспользовавшись теорией

возмущения, найдем, что амплитуды связанных осцилляторов экспоненциально увеличиваются

$$a_1 \sim a_2 \sim \exp(\Phi t), \quad (15)$$

где  $\Phi = (\beta_1/2 \cdot \alpha_1)$ .

**1.3. Механизм подавления квантовых переходов (квантовая юла).** Механизм квантовой юлы по своему результату аналогичен квантовому эффекту Зенона. Понимание этого эффекта можно рассмотреть на примере юлы. Если ее поставить вертикально и не закрутить, она упадет. Время падения юлы можно рассматривать как время жизни ее вертикального положения. Чтобы юла сохраняла вертикальное положение, достаточно ее закрутить. Причем период вращения юлы должен быть значительно меньшим, чем время падения юлы. Нужно сказать, что этот простой принцип стабилизации неустойчивого состояния оказывается универсальным. Как мы увидим ниже, он эффективно работает как в квантовой механике, так и в классической, а также в классической электродинамике. Основная проблема при реализации этого принципа стабилизации заключается в том, чтобы определить характерное время жизни неустойчивого (возбужденного) состояния, найти воздействие, которое бы меняло характеристики изучаемой неустойчивой системы, и создать условия, чтобы период изменения этих характеристик был значительно меньшим, чем время жизни возбужденного состояния. В качестве примера рассмотрим простейшую двухуровневую квантовую систему. Мы хотим застабилизировать ее верхнее возбужденное состояние. Предположим, что на эту квантовую систему действует резонансное возмущение. Это возмущение будет переходить из возбужденного состояния в основное состояние с частотой Раби. Частота Раби пропорциональна числу квантов резонансного возмущения. Эту часть модели можно соотнести с вертикальным положением юлы – система из возбужденного состояния за время равное периоду Раби перейдет в основное состояние. Обратные переходы нас интересовать не будут. Усложним модель нашей квантовой системы. А именно: учтем наличие третьего энергетического уровня желательно вблизи возбужденного уровня. Кроме того, введем стабилизирующее возмущение – резонансное возмущение, которое будет переводить квантовую систему с исходного возбужденного уровня на дополнительный уровень. По аналогии с юлой можно ожидать, что если эти переходы будут значительно более быстрыми, чем время падения системы на нижний уровень, то такого падения не произойдет. Иными словами, введение третьего уровня и дополнительного резонансного возмущения будет эквивалентным вращению юлы.

Чтобы проверить эффективность этой схемы стабилизации квантовых систем рассмотрим простейшую трехуровневую систему, схема которой представлена на рис. 6. Пусть, для

определенности, мы имеем два близколежащих возбужденных уровня. Пусть на эту квантовую систему действует два периодических возмущения. Одно из них переводит систему из возбужденного состояния на основной нулевой уровень. Второе – перебрасывает систему с одного возбужденного уровня (первого) на второй возбужденный уровень. Мы ожидаем, что если частота переходов между возбужденными уровнями будет значительно большей, чем частота переходов между первым возбужденным и нижним (нулевым), рассматриваемая квантовая система останется на возбужденных уровнях.

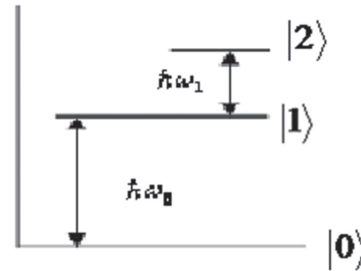


Рис. 6. Схема энергетических уровней:  $\omega_1$  — частота стабилизированного возмущения

Рассматриваемая система описывается следующим гамильтонианом:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_1(t). \quad (16)$$

Как обычно второе слагаемое в правой части (16) описывает возмущение. Волновую функцию для системы (16) будем искать в виде разложения по собственным функциям невозмущенного гамильтониана:

$$\psi(t) = \sum_n A_n(t) \cdot \varphi_n \cdot \exp(i\omega_n t), \quad (17)$$

где  $\omega_n = E_n / \hbar$ ;  $i\hbar \cdot \partial \varphi_n / \partial t = \hat{H}_0 \varphi_n = E_n \cdot \varphi_n$ .

Будем рассматривать трехуровневую систему, на которую действует два периодических возмущения:  $\hat{H}_1(t) = \hat{U}_0 \exp(i\omega_0 t) + \hat{U}_1 \exp(i\omega_1 t)$ . В этом случае система уравнений для определения амплитуд  $A_i$  приобретает вид:

$$\begin{aligned} i \cdot \hbar \cdot \dot{A}_0 &= V_{01} A_1; \quad i \cdot \hbar \cdot \dot{A}_1 = V_{10} A_0 + V_{12} A_2; \\ i \cdot \hbar \cdot \dot{A}_2 &= V_{21} A_1 \end{aligned} \quad (18)$$

Будем рассматривать случай, когда вероятности прямых и обратных переходов равны ( $V_{12} = V_{21}$ ,  $V_{10} = V_{01}$ ). Рассмотрим также случай, когда матричные элементы переходов между первым и вторым уровнями значительно большие, чем матричные элементы переходов между нулевым и первым уровнями ( $V_{12} / V_{10} \equiv \mu \gg 1$ ). Пусть в начальный момент рассматриваемая квантовая система находится на верхнем возбужденном уровне. Тогда, как легко видеть, решениями нашей системы будут функции:

$$A_0 = \frac{1}{i \cdot \mu} \sin(\mu \cdot t), \quad A_1 = \cos(\mu \cdot t), \quad A_2 = -i \sin(\mu \cdot t).$$

Из этого решения следует, что чем больше параметр  $\mu$ , тем меньше будет вероятность, что система из возбужденного состояния перейдет в невозбужденное стационарное состояние. Аналогичным образом можно показать, что стабилизируется первоначальное невозбужденное состояние, т.е. стабилизируется нулевой уровень. Необходимо несколько слов сказать о параметре  $\mu$ . Физически этот параметр определяет отношение числа квантов низкочастотного возмущения (определяющие переходы между первым и вторым уровнями) к числу квантов, определяющих переходы между нулевым и первым уровнями.

Механизм квантовой юлы позволяет создать плотный ансамбль высоковозбужденных квантовых систем, т.е. позволяет существенно увеличить время жизни возбужденных инвертированных состояний.

В качестве примера такой возможности ниже мы рассмотрим вопрос о возможности подавления синхротронного излучения. Другими словами, мы рассмотрим вопрос об увеличении времени жизни электронов в синхротроне. Это позволит увеличить максимальную энергию электронов в синхротронах.

**1.4. Два решения.** Сформулированное выше условие стабилизации квантовых и классических состояний в квантовой механике находит строгое обоснование только для индуцированных процессов. Если же мы имеем спонтанные переходы, то можно было бы рассчитывать на те же самые условия. Однако, если строго решать уравнения квантовой механики и пользоваться принятой в ней теорией возмущения, мы не получим такой стабилизации. Возникает парадокс. Чтобы его проиллюстрировать более детально, рассмотрим конкретный случай стабилизации синхротронного излучения. Систему уравнений, которая описывает динамику амплитуд волновых функций для синхротронного излучения при наличии стабилизирующего возмущения, можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} i\hbar\dot{A}_0 &= V^+ A_1 \exp(-i \cdot \Delta E \cdot t / \hbar) \\ i\hbar\dot{A}_1 &= V^- A_0 \exp(i \cdot \Delta E \cdot t / \hbar) + V_{12} \cdot A_2 \\ i\hbar\dot{A}_2 &= V_{21} \cdot A_1. \end{aligned} \quad (19)$$

Здесь  $V^+ = \int \psi_0^+ U^+ \psi_1 d^3x$ ;  $V^- = \int \psi_1^+ U^- \psi_0 d^3x$ ;  $V_{12} = \int \psi_1^+ U \psi_2 d^3x$ ;  $V_{21} = V_{12}$ ;  $A_1$  — амплитуда волновой функции основного возбужденного состояния;  $A_0$  — амплитуда волновой функции нижнего (основного) состояния, на которое происходят переходы за счет спонтанных процессов;  $A_2$  — амплитуда волновой функции дополнительного состояния, на которое происходят переходы в результате индуцированного перехода, обусловленного стабилизирующим возмущением.

Система уравнений (19) отличается от приведенной в [18] только наличием третьего уравнения, а также второго члена во втором уравнении.

Это добавочное уравнение и добавочный член описывают динамику индуцированных переходов между начальным (возбужденным) уровнем и добавочным уровнем.

Операторы  $U^\pm$  определены в [18]. Отметим только, что оператор  $U^+$  пропорционален оператору рождения, а оператор  $U^-$  пропорционален оператору уничтожения. Оператор  $U$  определяет потенциал внешнего периодического возмущения. Следует заметить, что в общем случае мы должны были бы в третьем уравнении системы (19) дописать член, который ответственен за спонтанные переходы со второго возбужденного уровня на нулевой стационарный уровень. Однако, как будет ясно из дальнейшего, нам не потребуется дополнительный анализ этих переходов, так как они будут совершенно аналогичны спонтанным переходам с первого уровня на нулевой уровень.

Система (19) допускает два существенно различающихся решения. Рассмотрим первое, строгое решение, в духе принятом в квантовой механике. У нас есть индуцированный процесс, обусловленный наличием внешнего возмущения. Этот процесс значительно более быстрый, чем процессы, связанные спонтанными переходами. Поэтому в нулевом приближении мы можем получить решение:

$$A_1 = \cos(\Omega \cdot t), \quad A_2 = -i \sin(\Omega \cdot t), \quad (20)$$

где  $\Omega = V_{12} / \hbar$ .

В соответствии с теорией возмущения мы должны эти решения подставить в систему (19).

Если мы поступим таким образом, то, как легко увидеть, результат стабилизации будет отсутствовать. Будут слегка изменяться спектры спонтанного излучения — произойдет их расщепление. Кроме того, возникнет некоторая периодическая во времени модуляция вероятности. Все это мало скажется на времени жизни возбужденных состояний.

Рассмотрим второе решение. Для этого введем следующие характерные времена. Характерное время  $\Delta t = 2\pi / \Omega$ , за которое система из основного состояния перейдет под действием стабилизирующего возмущения в новое состояние. Время жизни основного состояния в отсутствие возмущения (время жизни)  $T_L = \hbar \cdot R / r_0 \cdot mc^2 \cdot \gamma$ , где  $r_0$  — классический радиус электрона;  $R$  — радиус орбиты электрона в синхротроне. Если в качестве примера мы возьмем  $R = 100$  см,  $E = mc^2 \cdot \gamma = 500$  MeV, то время жизни окажется порядка  $10^{-9}$  сек. Будем считать, что  $\Delta t \ll T_L$ . Можно считать, что время жизни на возбужденном уровне при наличии возмущения составляет  $\Delta t$ . Тогда в течение этого времени вероятность перейти в нижнее стационарное состояние под действием нулевых колебаний будет пропорциональна квадрату отношения  $\Delta t / T_L$ . Вероятность остаться на возбужденном уровне можно оценить выражением:



$$w \sim \left[ 1 - (\Delta t / T_L)^2 \right]. \quad (21)$$

В результате индуцированных переходов по истечении времени  $\Delta t$  система опять окажется на исходном возбужденном уровне, и вероятность ее не прореагировать на нулевые колебания и перейти на основной стационарный уровень будет определяться той же формулой (21). Эти два процесса перехода на стационарный уровень независимы. Поэтому вероятность остаться на возбужденном уровне будет пропорциональна произведению вероятностей остаться на возбужденном уровне в каждом из этих интервалов. По истечении всего времени жизни ( $T_L$ ) вероятность остаться системе на возбужденном уровне можно будет оценить формулой:

$$w_n = \prod_{i=1}^n w_i \sim \exp(\Delta t / 2T_L). \quad (22)$$

Видно, что при  $\Delta t / T_L \rightarrow 0$  вероятность остаться системе в возбужденном состоянии будет стремиться к единице  $w_n \Rightarrow 1$ .

Таким образом, мы видим, что имеется два решения, результаты которых противоречат друг другу. Какое следует выбрать? По нашему мнению, второе. Действительно, решение (20) описывает динамику квантовых индуцированных переходов между возбужденным уровнем и дополнительным уровнем. Как известно, в квантовой механике такое решение имеет только вероятностный характер. Это означает, что, глядя на это решение, мы можем с уверенностью сказать только, что по истечении времени под действием внешнего возмущения система из исходного возбужденного уровня (первого) с вероятностью единица окажется на дополнительном энергетическом уровне (втором). Когда же это в действительности произойдет на этом интервале времени, можно только сказать с некоторой вероятностью. Именно этими особенностями решений квантово-механических задач мы и воспользовались при получении второго решения.

**1.5. Механизм квантовой юлы в классической механике.** Выше мы рассматривали только квантовые системы. Однако сформулированный принцип квантовой юлы с успехом может быть использован и в классической механике. Действительно, он похож на тот, который проявляется в движениях гироскопа и в перевернутом маятнике Капицы. В качестве простейшего примера использования этого механизма в классической динамике рассмотрим динамику трех слабосвязанных линейных осцилляторов. Гамильтониан такой системы имеет вид:

$$H = \frac{1}{2} \sum_i (A_i p_i^2 + a_i q_i^2) + h_1 \cdot q_1 q_2 + h_2 \cdot q_3 q_2. \quad (23)$$

Гамильтониану (23) соответствует следующая система дифференциальных уравнений второго порядка:

$$\ddot{q}_1 + a_1 A_1 q_1 = -A_1 h_1 q_2$$

$$\ddot{q}_2 + a_2 A_2 q_2 = -A_2 h_1 q_1 - A_2 h_2 q_3 \quad (24).$$

$$\ddot{q}_3 + a_3 A_3 q_3 = -A_3 h_2 q_2$$

Система (24) описывает динамику трех связанных линейных осцилляторов. Причем связь между осцилляторами осуществляется только через второй осциллятор. Будем для простоты считать, что частоты всех осцилляторов одинаковы ( $a_1 A_1 = a_2 A_2 = a_3 A_3 = \omega^2$ ) и что связь между ними слабая ( $h_i \ll 1$ ). Тогда решение системы уравнений (24) удобно представить в виде  $q_i = x_i(t) \cdot \exp(i\omega t)$ . Учитывая, что связь слабая для нахождения медленноменяющихся переменных  $x_j(t)$ , можно получить следующую систему укороченных уравнений:

$$i\dot{x}_1 = -x_2, \quad i\dot{x}_2 = -x_1 - \mu x_3, \quad i\dot{x}_3 = -\mu x_2, \quad (25)$$

где  $\dot{x} \equiv dx / d\tau$ ,  $\tau = t(A_1 h_1 / \omega)$ .

Если в системе (25) величины связей таковы, что параметр  $\mu$  значительно большей единицы ( $\mu = h_2 / h_1 \gg 1$ ), то решение системы (23) можно представить в следующем простом виде:

$$x_2 = \cos \mu \tau, \quad x_1 = i \cdot \sin(\mu \tau) / \mu, \quad x_3 = i \cdot \sin(\mu \tau). \quad (26)$$

Из решения (26) следует, что при таких значениях параметров (коэффициентов связи) в обмене энергией будут участвовать только второй и третий осцилляторы. В первом осцилляторе будут наблюдаться только быстрые осцилляции маленькой амплитуды ( $x_1 \sim 1/\mu$ ). Этот результат как раз и соответствует тому факту, что энергия не переходит к первому осциллятору. Динамика первого осциллятора подавлена. Этот результат полностью аналогичен эффекту квантовой юлы.

Отметим, что эффект квантовой юлы похож на тот, который проявляется в движениях гироскопа и в перевернутом маятнике Капицы. Механизм квантовой юлы в классической механике может быть использован для стабилизации различного типа неустойчивостей. В качестве примера такой возможности рассмотрим стабилизацию потоков излучения в плазме.

**1.6. Стабилизация потоков излучения в плазме.** Механизм квантовой юлы оказывается полезным и в классической электродинамике. Покажем это на примере стабилизации потоков излучения в плазме.

Известно, что при реализации схем лазерного ускорения одной из перспективных схем является схема «beat-wave» [см., например 19, 20]. В этой схеме интенсивное лазерное излучение направляется на плазму. При нелинейном взаимодействии такого излучения с плазмой возбуждается интенсивная продольная плазменная волна, которая и используется для ускорения заряженных частиц. Однако в такой схеме реализуется не просто распад исходной лазерной волны на другую лазерную волну и на плазменную, а реализуется целый каскад таких распадов. Наличие дополнительных

волн существенно усложняет динамику как самого процесса распада, так и динамику ускоряемых частиц. Кроме этого, относительно частного случая процессы трехволнового взаимодействия (распады) играют фундаментальную роль в физике плазмы. В некоторых случаях они полезны, в других с ними необходимо бороться. Ниже мы покажем, что если одна из участвующих в трехволновом распаде волн будет участвовать в некотором дополнительном периодическом процессе (стабилизирующем процессе), то процесс распада будет подавлен. Простейшая система уравнений, которая описывает такие процессы, может быть представлена в следующем виде:

$$\frac{dA_0}{dt} = -VA_1A_2 + \frac{\mu}{2i}A_3, \quad \frac{dA_3}{dt} = \frac{\mu}{2i}A_0, \quad (27)$$

$$\frac{dA_1}{dt} = VA_0A_2^*, \quad \frac{dA_2}{dt} = VA_1^*A_0.$$

Эта система уравнений описывает взаимодействие четырех волн. Причем две из них, нулевая и третья, в наших обозначениях связаны друг с другом линейно через коэффициент связи  $\mu$ . Если другие волны отсутствуют, то происходит периодическая перекачка энергии из основной зоны в стабилизирующую, и наоборот. Частота такой перекачки равна  $\Omega = \mu / 2$ . Три волны (нулевая, первая и вторая) взаимодействуют через нелинейность. Если коэффициент связи равен нулю ( $\mu = 0$ ), то система (27) описывает обычное трехволновое взаимодействие волн, динамика которого хорошо изучена (см., например, [21, 22]). Инкремент распадной неустойчивости равен  $\delta = V|A_0(0)|$ . Отметим, что если знак первого члена правой части первого уравнения с минуса поменять на плюс, то такая система будет описывать взрывную неустойчивость, которая также детально изучена. Ниже мы покажем, что добавление третьей волны может подавить как процессы распада, так и процесс взрывной неустойчивости. Отметим, что в системе (27) мы учли связь только нулевой волны (волны накачки) со стабилизирующей волной (третьей). Оказывается, что такие же результаты получаются и в тех случаях, когда в процесс стабилизирующего взаимодействия будет вовлечена любая другая волна (первая или вторая).

Мы предполагаем, в соответствии с общей идеологией, что как только время перекачки между стабилизирующей волной и одной из волн, участвующих в трехволновом взаимодействии, окажется меньшим чем время равное обратному инкременту распадной неустойчивости, то процесс распада будет подавлен. Это условие имеет вид  $\mu / 2V > |A_0(0)|$ . Ниже мы покажем, что действительно такой процесс подавления имеет место. Мы будем анализировать систему (27) численными методами. Для этого удобно ввести следующие параметры и новые действительные переменные:

$$A_0 = x_0 + ix_1, \quad A_1 = x_2 + ix_3, \quad A_2 = x_4 + ix_5, \quad A_3 = x_6 + ix_7$$

$$\tau \equiv Vt, \quad \varepsilon \equiv \mu / 2V \quad (28)$$

Если стабилизирующей волны нет ( $\varepsilon = 0$ ), то наблюдается обычный процесс распада. При включении стабилизирующей волны при выполнении условия  $\mu / 2V > |A_0(0)|$  во всех случаях наблюдался процесс стабилизации распадной неустойчивости.

**Стабилизация взрывной неустойчивости.** Интересно отметить, что происходит стабилизация не только процесса распада, но и процесса взрывной неустойчивости. Результаты рассмотрения представлены на рис. 7–9. На рис. 7 показана динамика волн при взрывной неустойчивости в отсутствие стабилизации, а на рис. 8, 9 представлена динамика волн при наличии стабилизирующей волны. Из данных рисунков видно, что уже при значениях параметра  $\varepsilon = 0.09$  наблюдается полная стабилизация взрывной неустойчивости. При этом основная волна и стабилизирующая волна взяли на себя всю динамику. Только они и обмениваются энергией между собой. Остальные волны в динамике не участвуют. Однако уже при  $\varepsilon = 0.08$  взрыв проявляется в полную силу, но время его возникновения отодвигается.

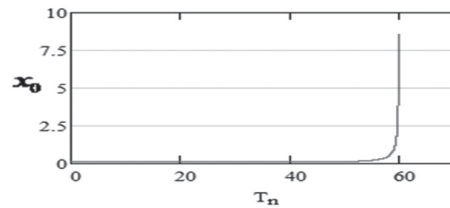


Рис. 7. Динамика взрывной неустойчивости без стабилизации:  $\varepsilon = 0, x_0(0) = 0.1, x_2(0) = 0.001, x_6(0) = 0.01$

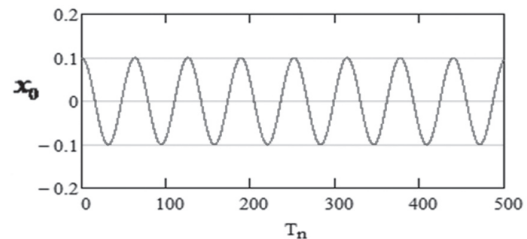


Рис. 8. Подавление взрывной неустойчивости:  $\varepsilon = 0.09, x_0(0) = 0.1, x_2(0) = 0.001, x_6(0) = 0.01$

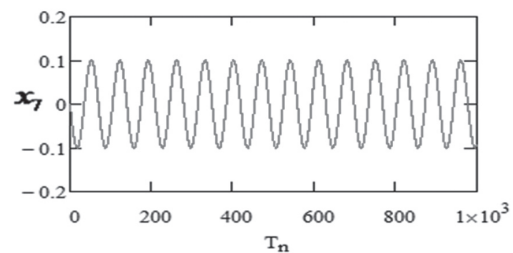


Рис. 9. Подавление взрывной неустойчивости:  $\varepsilon = 0.09, x_0(0) = 0.1, x_2(0) = 0.001, x_6(0) = 0.01$

Дополнительные детали механизма квантовой юлы можно найти в работах [23–25].

## 2. ФОКУСИРОВКА ИЗЛУЧЕНИЯ

В этом разделе мы опишем некоторые новые механизмы фокусировки излучения. В приближении геометрической оптики рассмотрен механизм фокусировки лучей, аналогичный автофазировке частиц в ускорителях. Наибольшую плотность энергии можно достичь при рассеянии волн на периодически-неоднородном диэлектрике. В этом случае важным является учет фазовых соотношений, т.е. рассмотрение должно быть волновым.

**2.1. Фокусировка лучей, аналогичная автофазировке Векслера-Макмиллана в теории ускорителей заряженных частиц.** Известно, что автофазировка ускоряемых заряженных частиц Векслера-Макмиллана играет фундаментальную роль в теории ускорителей заряженных частиц. Известно также, что уравнения, которые описывают динамику лучей в диэлектрической среде в приближении геометрической оптики, мало отличаются от уравнений, описывающих динамику заряженных частиц во внешних электромагнитных полях. Поэтому можно рассчитывать, что такая фокусировка имеет место и для лучей. Более того, можно ожидать, что она будет такой же важной, как автофазировка частиц в теории ускорителей. Ниже мы покажем, что такая фокусировка для лучей действительно имеет место.

Рассмотрим неоднородную среду, показатель преломления  $n$  которой можно представить в виде:

$$n(x, z) = n_0 + q \cdot \cos\Phi(x, z), \quad (29)$$

где  $n_0$  — показатель преломления однородной среды;  $q$  — константа;  $\Phi(x, z)$  — фаза периодической неоднородности, которая определяется формулой

$$\Phi = \int_0^z k(z) \frac{dx}{dz} dz - \omega z, \quad (30)$$

$k$  — «частота» периодической неоднородности по оси  $x$ ;  $\omega$  — «частота» периодической неоднородности по оси  $z$ .

Величины  $d_x = 2\pi/k$  и  $d_z = 2\pi/\omega$  определяют периоды неоднородности вдоль оси  $x$  и  $z$ , соответственно. Зависимость  $k(z)$  означает, что период неоднородности  $d_x$  зависит от  $z$ .

Уравнения, которые описывают динамику лучей в такой среде, можно представить в виде [26–28]:

$$\frac{dx}{dz} = \frac{\partial H}{\partial p}, \quad \frac{dp}{dz} = -\frac{\partial H}{\partial x}, \quad p_y = \text{const} = 0. \quad (31)$$

Здесь  $H = H(x, z) = -\sqrt{n^2(x, z) - p^2(x, z)}$  — функция Гамильтона;  $p$  — «импульс»,

$$p = p_x = \frac{n\dot{x}}{\sqrt{1 + \dot{x}^2}}, \quad \dot{x} = \frac{dx}{dz}. \quad (32)$$

Переменная  $z$  играет роль времени в аналогичных задачах динамики заряженных частиц,

находящихся во внешних электромагнитных полях.

Из уравнения для фазы (30) и уравнений движения (31) легко получить уравнение, описывающее динамику фазы луча:

$$\ddot{\Phi} - \frac{\dot{k}}{k} \dot{\Phi} - \frac{qk^2 n^3}{(n^2 - p^2)^2} \sin \Phi = 0, \quad (33)$$

где  $\dot{\Phi} = \partial\Phi / \partial z$ .

Если  $k = \text{const}$ , то уравнение (33) представляет собой уравнение математического маятника с круговой частотой:  $\Omega^2 = qk^2 n^3 / (n^2 - p^2)^2$ .

Лучи с фазами  $\Phi$ , соответствующими колебаниям математического маятника, будут захвачены неоднородностью. Для них среда с показателем преломления (29) является волноведущей. Из формул (31) следует, что обобщенный импульс  $p$  может измениться наиболее существенно при условии  $\dot{\Phi} = 0$ , т.е. при  $k\dot{x} = \omega$ . Если отождествить  $\dot{x}$  со скоростью заряженной частицы, то это условие аналогично условию черенковского резонанса при взаимодействии частицы с электромагнитной волной.

Аналогия оказывается еще более глубокой. Действительно, уравнение (33), описывающее динамику фазы неоднородности относительно луча, совпадает с уравнениями для фазы волны относительно частицы в теории линейных ускорителей [29]. Воспользуемся этой аналогией и введем понятие синхронного луча, т.е. луча  $(x_s, p_s)$ , положение которого относительно фазы неоднородности не меняется и траектория которого описывается уравнениями

$$v_\Phi = \frac{dx_s}{dz} = \frac{p_s}{\sqrt{n^2 - p_s^2}}, \quad \dot{p}_s = -\frac{qk^2 v_\Phi}{\omega \sqrt{n^2 - p_s^2}} \sin \Phi_s, \quad (34)$$

а синхронная фаза определяется условием

$$\dot{k} / k = \dot{v}_\Phi / v_\Phi. \quad (35)$$

Уравнение (33) при этом можно переписать в виде

$$\ddot{\Phi} - \frac{\dot{k}}{k} \dot{\Phi} + \Omega^2 (\sin \Phi - \sin \Phi_s) = 0. \quad (36)$$

Для малых отклонений фазы от синхронной  $\varphi$  ( $\varphi = \Phi - \Phi_s$ ) из (36) найдем

$$\ddot{\varphi} - \frac{\dot{k}}{k} \dot{\varphi} + \Omega_0^2 \varphi = 0, \quad (37)$$

где  $\Omega_0^2 = \frac{qk^2 n_0^3}{(n_0^2 - p_s^2)^2} \cos \Phi_s$ .

Из (37), следует, что в области фаз, где  $\cos \Phi_s > 0$  лучи осциллируют около положения синхронного луча. При  $\dot{k} < 0$  происходит фокусировка лучей, аналогичная автофазировке частиц.



**2.2. Дифракционная фокусировка.** Выше мы рассмотрели фокусировку излучения в приближении геометрической оптики, то есть когда характерный размер, на котором параметры среды меняются, существенно больше длины волны. При этом фазовые соотношения между волнами и средой были несущественны. Представляет интерес рассмотреть такие значения параметров волн и среды, когда размер неоднородностей соизмерим с длиной волны. В этих условиях фазовые соотношения между волнами и неоднородностью среды могут играть определяющую роль. Эти соотношения могут существенно менять как амплитудные соотношения между волнами, так степени когерентности взаимодействующих волн. В качестве примера ниже мы рассмотрим простейший пример, который показывает, что взаимодействие волн с идеальной периодической неоднородностью может порождать волны, амплитуды которых во много раз превосходят амплитуду падающих волн. Такой процесс также можно отнести к процессу фокусировки рассеянного излучения.

**Постановка задачи.** Рассмотрим задачу о рассеянии волны на периодически неоднородном диэлектрическом слое. Пусть из однородного полупространства  $z < 0$  с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1$  на периодически неоднородный диэлектрический слой  $0 \leq z \leq L$  падает плоская волна  $\vec{E}^1 = \vec{E}_0 \cdot \exp(i(\vec{k}\vec{r} - \omega t))$ . Диэлектрическую проницаемость слоя будем описывать соотношением (1). Между величинами  $\text{Re}(q, \epsilon_0)$ ,  $\text{Im}(q, \epsilon_0)$  существует соотношение  $\text{Re}\epsilon_0 \gg \text{Re}q \gg \text{Im}(q, \epsilon_0) \gg q^2$ . Диэлектрическую проницаемость полупространства за слоем ( $z > L$ ) для упрощения будем считать равной  $\epsilon_1$  ( $\epsilon_3 = \epsilon_1$ ). Поля в слое и вне его должны удовлетворять уравнениям

$$\Delta \vec{E}^i - \frac{\epsilon_i}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}^i}{\partial t^2} = 0, \quad i = \{1, 2, 3\}, \quad (38)$$

а также граничным условиям на поверхностные слои:

$$(\vec{E}_t^1 = \vec{E}_t^2, \vec{H}_t^1 = \vec{H}_t^2)_{z=0}, \quad (\vec{E}_t^2 = \vec{E}_t^3, \vec{H}_t^2 = \vec{H}_t^3)_{z=L} \quad (39)$$

При изучении нестационарных задач эти граничные условия должны быть дополнены значениями полей при  $t = 0$ . Если изучается динамика полей в ограниченных вдоль оси  $x$  слоях, то граничным условиям (40) нужно добавить граничные условия при  $x = 0$ . Как видно, мы описываем кристалл наиболее простой моделью, которая однако позволит легко получить ответы на многие интересующие нас вопросы.

**Поля в слое.** Для нахождения полей в периодически неоднородной среде с малой величиной неоднородности ( $q \ll 1$ ) будем пользоваться методом связанных волн. При этом укороченные уравнения для нахождения медленно меняю-

щихся амплитуд связанных волн (мы ограничимся приближением двухволновой дифракции) будут иметь вид:

$$2i \left[ (\vec{k}_0 \cdot \vec{\nabla}) \vec{E}_{01} - \frac{\omega \epsilon_0}{c^2} \cdot \frac{\partial \vec{E}_{01}}{\partial t} \right] = -\frac{q \omega^2}{2c^2} \vec{E}_1 \quad (40)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{E}_1}{\partial z^2} + 2i \left[ (\vec{k}_0 \cdot \vec{\nabla}) \vec{E}_1 - \frac{\omega \epsilon_0}{c^2} \cdot \frac{\partial \vec{E}_1}{\partial t} \right] = -\frac{q \omega^2}{2c^2} \vec{E}_{01}$$

Рассмотрим тонкий слой (кристаллический), на который из верхнего полупространства падает излучение. Под тонким слоем мы будем понимать слой, толщина которого удовлетворяет неравенствам  $\lambda \ll L \ll L_{ekst}$ , где  $L_{ekst} \sim \lambda / q$  — длина экстинкции. Пусть диэлектрическая проницаемость слоя зависит только от координат  $z$  и  $x$ . Для определения полей в слое и вне мы можем воспользоваться уравнениями (40).

Будем считать задачу стационарной. Кроме того, слой будем считать тонким настолько, что падающее излучение проходит через него, практически не меняясь. При этом амплитуду падающей волны можно просто считать постоянной. Тогда для определения амплитуды собственной волны в слое мы получим простое уравнение:

$$2i[(k_{0x} \cdot \partial / \partial x) E_1] = -\frac{q \omega^2}{2c^2} E_{01}, \quad E_{01} = const. \quad (41)$$

Решение имеет вид:  $E_1 = -\frac{q}{4i} E_{01} \cdot (kx)$ . Таким образом, амплитуду рассеянной волны на выходе из слоя, на торце  $x = L$ , можно оценить величиной:  $E_1 \approx q \cdot E_{01} \cdot (L / \lambda)$ .

Видно, что чем большей будет поверхность, на которую падает излучение, тем большей будет амплитуда рассеянной волны. В этом случае следует обратить внимание на следующие обстоятельства:

1. Мы пользуемся теорией возмущений, и величины пропорциональные  $q^2$  мы опускаем. При этом, когда амплитуда рассеянной волны сама становится очень большой ( $L > \lambda / q^2$ ), мы должны использовать второе приближение. Если мы этого не делаем, то, не выходя за рамки нашего приближения, следует ограничиться амплитудой рассеянной волны  $E_1 \approx E_{01} / q$ .

2. Для рентгеновского излучения наш слой является оптически менее плотной средой  $\epsilon = [1 - \omega_p^2 / \omega^2] < 1$ , чем вакуум. Поэтому для того, чтобы в слое существовала собственная волна, а рассеянное излучение не покидало слой, нам необходимо сформировать т.н. «сэндвич», т.е. обложить слой тонкими слоями более плотного вещества, как показано на рис. 10.

3. Обратим внимание на кажущийся парадокс: чем меньше неоднородность, тем большей может быть амплитуда рассеянной волны.

Много важных особенностей процесса фокусировки можно найти в работах [30–32]. Особенно

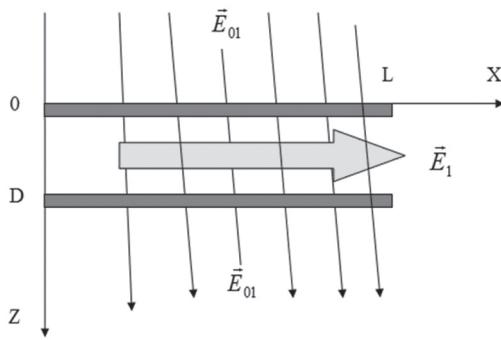


Рис. 10. Схема типа «сэндвич»

это касается формирования излучения не только с высокой плотностью, но и с высокой степенью когерентности. В частности, в [32] показано, что в схеме, рассмотренной в этом разделе, размер поперечной когерентности рассеянной волны в слое может быть порядка размера области, с которой собирается излучение ( $L_{\text{cog}} \sim L$ ). В ней же получена формула, которая обобщает формулу Ван-Циттерта-Цернике на случай наличия идеальной периодической неоднородности кристалла.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше мы рассмотрели механизмы умножения частоты и фокусировки излучения в неоднородных средах. Все эти механизмы позволяют существенно увеличить плотность энергии исходного излучения и имеют самостоятельное значение. Действительно, факт возможности возбуждения высоких гармоник нерелятивистскими осцилляторами может представлять практический интерес, связанный с созданием на основе этого механизма компактных источников интенсивного когерентного рентгеновского излучения. Такие источники можно сравнить с лазерами на свободных электронах (ЛСЭ). Если в качестве ондулятора рассматривать периодическую неоднородность диэлектрика, то аналогия почти полная. Однако для рентгеновского диапазона модуляция диэлектрической постоянной очень незначительна ( $q < 10^{-4}$ ). Более эффективным в этом диапазоне длин волн является использование периодической неоднородности потенциала кристаллической решетки. Источник излучения с таким ондулятором можно было бы сравнивать с электростатическим ЛСЭ. Принципиальной разницей является тот факт, что механизм излучения является чисто квантовым и не определяется релятивистскими эффектами. Действительно, также как в случае с периодической неоднородностью, ответственными за излучение тут являются виртуальные волны волновой функции. Отличие заключается в том, что в диэлектрике эффективное взаимодействие заряженных частиц с полем определяется медленной виртуальной волной, а в случае периодического потенциала за эффективное взаимодействие с излучаемой волной отвечает быстрая виртуальная

волна волновой функции. Эти механизмы позволяют создать эффективные источники интенсивного когерентного рентгеновского излучения значительно более простыми способами, чем те, которые реализуются в настоящее время. Отметим, что для возбуждения рентгеновского излучения нам достаточно иметь ансамбли заряженных частиц, энергия которых составляет порядка 10 кэВ. Ясно, что такие ансамбли значительно легче создавать, чем потоки заряженных частиц с энергией порядка ГэВ.

Механизм вторичных резонансов также может быть полезен для возбуждения коротковолнового излучения. Вызывает некоторое недоумение тот факт, что этот механизм до настоящего времени никто не описывал и не использовал. Действительно, то, что ансамбль связанных осцилляторов приобретает некоторую дополнительную нормальную моду с низкой частотой, в общем-то, хорошо известно. Известна также и перекачка энергии с низкой частотой между связанными осцилляторами. Казалось бы, этих фактов вполне достаточно, чтобы их использовать для преобразования энергии низких частот в высокочастотные колебания. Мы можем объяснить этот факт двумя причинами. Первая – заключается в том, что при слабой связи между осцилляторами низкочастотная нормальная мода имеет частоту, которая мало отличается от основной частоты осцилляторов ( $\Delta\omega \sim \mu$ ). Использовать же низкочастотную перекачку энергии между связанными осцилляторами оказалось не так просто. Для этого потребовалось, прежде всего, наличие не взаимной связи между осцилляторами и модуляция этой связи. Действительно, рассмотрим, например, два связанных одинаковых линейных осциллятора. Их динамика описывается уравнениями (11). Тот факт, что они связаны, приводит к возникновению их низкочастотной динамики ( $\Omega \sim \mu$ ). Поэтому, казалось бы, что воздействие внешнего низкочастотного возмущения может привести к раскачке этих осцилляторов. Легко видеть, что такого не произойдет. Действительно, допишем в уравнениях (11) внешнее возмущение на произвольной частоте  $\omega_0$ . Тогда для медленно меняющихся амплитуд мы получим уравнение, в правой части которого будут содержаться только высокочастотные компоненты:

$$\ddot{a}_1 + (\mu^2 / 4)a_1 = A \exp[i(\omega_0 - 1)\tau] + B \exp[i(\omega_0 + 1)\tau].$$

Поэтому, похоже, что только наличие не взаимной связи может привести к возможности преобразовать низкочастотные колебания в энергию высокочастотных. Отметим, что в настоящее время имеется большое разнообразие не взаимных элементов практически во всех диапазонах частот.

Несколько слов следует сказать о механизмах фокусировки излучения. Прежде всего, можно ожидать, что механизм фокусировки, аналогич-

ный механизму автофазировки Векслера-Макмиллана, приобретет в теории фокусировки такое же значение, как механизм автофазировки в теории ускорителей. Отметим, что в отличие от заряженных частиц лучи не отталкиваются. Соответственно, плотность их может быть значительно более высокой, чем плотность заряженных частиц. Уравнения приближения геометрической оптики, которые нами использовались, являются гамильтоновскими уравнениями. Для них справедлива теорема Лиувилля. Поэтому группировка лучей, как и в линзах, будет происходить в определенной точке (фокусе). За этой точкой лучи будут расходиться. Расходимость может отсутствовать при использовании теории дифракции. В этом случае используются волновые уравнения, а процесс фокусировки сопровождается преобразованием одних волн в другие. Такой процесс не подчиняется теореме Лиувилля. Как результат, фазовый объем может быть существенно уменьшен, а степень когерентности излучения существенно увеличена.

#### Литература

- [1] V.A. Buts. Excitation of the harmonics by the oscillators flux in periodically heterogeneous medium. Intense Microwave Pulses V. 31 July-1 August 1997, San Diego, California, v. 31158, 202-208.
- [2] Буц В.А. Коротковолновое излучение нерелятивистских заряженных частиц. — ЖТФ. — Т.69, в. 5. — 1999. — С. 132-134.
- [3] Антонов А., Буц В.А., Ковпик О.Ф., Корнилов Е.А., Свищенский В. Возбуждение высоких номеров гармоник нерелятивистскими осцилляторами // Электромагнитные волны и электронные системы. — 2005. — Т. 10. — № 4. — С. 39-44.
- [4] Буц В.А., Егоров А.М. Лазеры на нерелятивистских электронах. // Успехи современной радиоэлектроники. — № 7. — 2006. — С. 3-17.
- [5] V.A. Buts, A.M. Egorov, A.P. Tolstoluzhsky. Excitation of harmonics by flows of the charged particles in the magnetic field. Problems of atomic science and technology, 2009. N 1. Series: "Plasma Physics"(15). p.107-109.
- [6] Буц В.А. Квантовая теория излучения нерелятивистских осцилляторов в периодических потенциалах // Электромагнитные волны и электронные системы. — 2009. — № 9. — Т. 14. — С. 73-80.
- [7] A.N. Antonov, V.A. Buts, A.M. Egorov, O.F. Kovpik, E.A. Kornilov, V.G. Svichenskij, A.P. Tolstoluzhsky. Excitation of short-wave radiation by nonrelativistic oscillators. The sixth International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter waves and workshop on Terahertz Technologies. Kharkov, Ukraine, June 25-30, 2007. V. 1, p. 568-570.
- [8] Буц В.А., Егоров А.М., Толстолужский А.П. Лазеры на свободных электронах с медленными волнами: Тезисы докладов XX Международного семинара по ускорителям заряженных частиц. 9-15.09.2007, Алушта, Крым, 2007. — С. 48-49.
- [9] V.A. Buts, A.M. Egorov, E.A. Kornilov, V.I. Marekha, A.P. Tolstoluzhsky. Nonrelativistic free electron lasers. Problems of atomic science and technology, 2007, N 3(2), p. 265-269.
- [10] Буц В.А., Егоров А.М., Толстолужский А.П. Лазеры на свободных электронах с медленными волнами. // Problems of atomic science and technology, 2008, N 5. Series: Nuclear Physics Investigations (50), p. 111-115.
- [11] Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. Некоторые вопросы теории переходного излучения и переходного рассеяния. — УФН, 1978. — Т. 126. — Вып. 4. — С. 553.
- [12] Болотовский Б.М. Путь формирования и его роль в излучении движущихся зарядов // Тр. ФИАН. — Т. 140. — С. 95-140.
- [13] Франк М.М. Эффект Доплера в преломляющей среде. — Изв. АН СССР. Сер. Физ. — 1942. — Т. 6. № 1-2. — С. 3-31.
- [14] Буц В.А. Динамика систем при вторичных резонансах с низкочастотным возмущением. 6-ой Межгосударственный семинар «Плазменная электроника и новые методы ускорения». — ВАНТ. — 2000. — № 1 (2). — С. 209-211.
- [15] V.A. Buts. "Peculiar properties of systems under secondary resonances with an external perturbation. Problems of Atomic Science and Technology. Special issue dedicated to the 90-th birthday anniversary of A.I.Akhiezer. 2001. N6. 329-333.
- [16] Буц В.А. Динамика систем при вторичных резонансах с низкочастотным возмущением. // Электромагнитные волны и электронные системы. — № 1. — Т. 9. — 2004. — С. 59-68.
- [17] Vyacheslav A. Buts. Using Secondary Resonances for Amplification of Short-Wave Radiation. 8<sup>th</sup> International Conference on Transparent Optical Networks. Nottingham, United Kingdom, June 18-22, 2006. ICTON 2006, p. 193-196.
- [18] A.A. Sokolov, I.M. Ternov. Relativistic electron. Moscow. Publisher «Science». 1974, p.391. (In Russia).
- [19] T. Tajima and J. M. Dawson. 1979. Laser Electron Accelerator. Phys. Rev. Lett. 43: 267-270.
- [20] D. Carrigan, Advanced Accelerators (2005).
- [21] Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме. — М.: Наука. — Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988. — 394 с.
- [22] X. Вильгельмссон, Я. Вейланд. Когерентное нелинейное взаимодействие волн в плазме. — М.: «Энергоиздат», 1981. — 223 с. (H Wilhelmsson, J. Weiland. Coherent non-linear interaction of waves in plasmas).
- [23] Буц В.А. Модификация квантового эффекта Зенона — квантовая юла. // Электромагнитные волны и электронные системы. — 2010. — № 1. — Т. 15. — С. 58-65.
- [24] V.A. Buts. Stabilization of the excited states // Problems of atomic science and technology, Series: "Nuclear-physical researchers". 2010, N 3, pp. 90-93
- [25] Абдуллаев С.С., Заславский Г.М. Нелинейная и стохастическая динамика лучей в регулярных поперечно-неоднородных средах. — Красноярск: ИФСО АН СССР, 1983. — Препринт № 239Ф. — 42 с.
- [26] Заславский Г.М. Стохастичность динамических систем. — М.: Наука, 1984. — 271 с.
- [27] Заславский Г.М. Статистика энергетического спектра // УФН. — 1979. — Т. 129, вып. 2. — С. 211-238.
- [28] Власов А.Д. Теория линейных ускорителей. — М.: Атомиздат, 1965. — 307 с.
- [29] A.V. Buts, V.A. Buts, G.I. Churyumov. Phasing radiation in inhomogeneous mediums 10<sup>th</sup> International Conference & School on Plasma Physics and Controlled

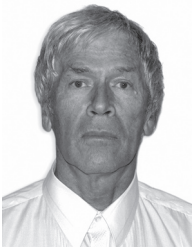


Fusion Alushta, Ukraine, September 13-18, 2004 year., (Book of Abstracts p. 156).

- [30] *A.V. Buts, V.A. Buts, G.I. Churyumov*. Self-focusing of radiation in non-uniform mediums Problems of Atomic Science and Tehnology Series Plasma Physics(11) 2005. №2 p. 146-148.
- [31] *Буц А.В., Чурюмов Г. И., Исаева Е.Б.* Автофазировка лучей в волноведущих средах // 10-я Международная конференция «Теория и техника передачи приема и обработки информации» — 2004, 28 сентября — 1 октября. — С. 127.
- [32] *Буц А.В., Буц В.А.* Повышение плотности энергии и уровня когерентности рентгеновского излучения при рассеянии идеальным кристаллом. // Электромагнитные волны & электронные системы. — № 1. — 2001.

Поступила в редколлегию 3.12.2012

**Буц Вячеслав Александрович**, доктор физ.-мат. наук, профессор, заведующий лабораторией Института плазменной электроники и новых методов ускорения ННЦ «ХФТИ». Область научных интересов: регулярная и хаотическая динамика, физика плазмы, плазменная электроника, ускорители заряженных частиц.



**Егоров Алексей Михайлович**, доктор физ.-мат. наук, профессор, член-корреспондент НАН Украины, директор Института плазменной электроники и новых методов ускорения ННЦ ХФТИ. Область научных интересов: физика плазмы, плазменная электроника, ускорители заряженных частиц.



**Чурюмов Геннадий Иванович**, доктор физ.-мат. наук, профессор. Область научных интересов: математическое моделирование вакуумных приборов СВЧ; теория и техника СВЧ, применение СВЧ технологий.



УДК 537.5

**Підвищення щільності випромінювання при підвищенні частоти і при фокусуванні в неоднорідних середовищах / В.О. Буц, О.М. Єгоров, Г.І. Чурюмов // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2012. — Том 11. — № 4. — С. 501–514.**

Дано короткий огляд деяких механізмів, що дозволяють істотно підвищити щільність енергії випромінювання. Ці механізми були запропоновані і вивчені в ННЦ «ХФТИ» та в ХНУРЕ і представлені у вигляді двох великих груп. У першій описано механізми перетворення енергії низькочастотних коливань в енергію високочастотних. Найбільшу увагу в цій групі приділено механізму збудження високих номерів гармонік нерелятивістськими осциляторами. Дана спрощена теорія цього механізму. Обговорюються механізми вторинних резонансів і механізм квантової дзиги. У другій групі розглянуті механізми фокусування випромінювання в неоднорідних середовищах. Для променів показано існування механізму, аналогічного механізму автофазування Векслера-Макміллана. Показано, що при розсіюванні когерентного випромінювання на періодично-неоднорідному діелектрику може сформуватися випромінювання, щільність енергії якого значно перевищує щільність енергії падаючого випромінювання.

*Ключові слова:* щільність випромінювання, перетворення енергії, гармоніка, нерелятивістський осцилятор, фокусування випромінювання, неоднорідне середовище, когерентне випромінювання.

Лл. 10. Бібліогр.: 29 найм.

UDC 537.5

**Increase of radiation density in increasing frequency and focusing in nonhomogeneous media / V.A. Buts, A.M. Yegorov, G.I. Churyumov // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. — 2012. Vol. 11. № 4. — P. 501–514.**

The paper gives a brief overview of some mechanisms allowing to substantially increase radiation energy density. These mechanisms have been suggested and studied at the National Scientific Centre «Kharkov Physicotechnical Institute» and Kharkov National University of Radio Electronics and are represented in the form of two big groups. The first group describes mechanisms of converting energy of low-frequency oscillations into that of high frequency ones. Considerable attention in this group is paid to the mechanism of exciting high numbers of harmonics by non-relativistic oscillators. A simplified theory of this mechanism is given. Mechanisms of secondary resonances and mechanism of a quantum humming top are discussed. The second group considers mechanisms of focusing radiation in nonhomogeneous media. The paper shows the existence of a mechanism for beams that is analogous with that of Wexler-McMillan autophasing. It is shown that in dispersing coherent radiation radiation can be formed on a periodically nonhomogeneous insulator whose energy density considerably exceeds that of incident radiation.

*Keywords:* radiation density, energy conversion, harmonic, nonrelativistic oscillator, radiation focusing, nonhomogeneous medium, coherent radiation.

Fig. 10. Ref.: 29 items.

## OPTIMIZATION OF CHARACTERISTICS OF COAXIAL GYRO-BWO THROUGH PROFILING GUIDING MAGNETIC FIELD

V.M. KHORUZHIIY

The paper considers the efficiency enhancement of a coaxial gyro-BWO through profiling a guiding magnetic field. The gyro-BWO is a powerful oscillator of cm and mm-wave band high-frequency oscillations based on a waveguide (in this case, a coaxial one) placed in the longitudinal guiding magnetic field of a solenoid. Using a bell-like guiding magnetic field in the numerical experiment can increase the efficiency up to 30%. A study of the optimal characteristics of an electron beam and gyro-BWO (injection energy, oscillator length, etc.) has been performed as well.

*Keywords:* backward wave oscillators, efficiency, guiding magnetic field, computer simulation, microwaves.

### INTRODUCTION

The gyro-BWO is an oscillator for converting the energy of a relativistic electron beam (REB) into a backward electromagnetic wave on the basis of the normal Doppler effect at the cm and mm band of wavelength. The first research of the gyro-devices was published in [1-5]. The state of the art of gyro-BWO program is represented in [6], [7]. Possible applications of the high frequency (HF) radiation are an electron cyclotron resonance heating (ECRH) of plasma for controlled fusion, communication, long-distance spectroscopic researches, high-resolution radars etc. Gyro-devices (gyromonotron, gyrotron or gyro-BWO) may be used for cooling of electron beams in synchrotrons.

In our paper the choice of a coaxial waveguide is conditioned by a large value of REB vacuum limiting current in the vacuum. Results of the linear and non-linear analytical investigations of coaxial gyro-BWO operation are presented in [8], [9]. An electron beam and waveguide simultaneously support the oscillations with circular frequency  $\omega$ . HF oscillations were described by the expressions for the normal Doppler effect

$$\omega = k_z V_z + n\Omega_H / \gamma \quad (1)$$

$$\omega^2 = c^2 k_{\perp}^2 + c^2 k_z^2, \quad (2)$$

where  $\Omega_H = eH_z^g / mc$  is the non-relativistic gyro-frequency of electrons with energy  $W = m_0 c^2(\gamma - 1)$ ,  $H_z^g$  is a guiding magnetic field,  $\gamma$  is a relativistic factor,  $k_z, V_z$  are longitudinal wave number and longitudinal velocity,  $n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . An operating mode for the gyro-BWO is near the interception of a straight line (1) and hyperbola (2) in coordinate plane  $(\omega, k_z)$  (for the gyro-BWO the longitudinal wave number  $k_z < 0$ ). An ordinary efficiency value for the coaxial gyro-BWO is  $\sim 10\%$  for homogenous guiding magnetic field  $H_z^g$ .

The major attractive feature of the gyro-BWO is its frequency tunability, which can be achieved by controlling the magnetic field or beam voltage. However, the efficiency of the gyro-BWO is relatively lower than one of other gyro-devices.

Investigation results of efficiency enhancement in the gyro-BWO were reported in [10-18]. In [10-13], the efficiency of the gyro-BWO has been found

to be significantly improved by tapering the magnetic field. Those results revealed the magnetic field tapering with a positive gradient tended to increase the initial frequency mismatch leading to the efficiency enhancement. In [14-16] a tapered interaction structure (the reduction of the waveguide radius along the interaction region) was proposed for the experiment. The gyro-BWO with simultaneous tapered magnetic field and changing waveguide wall radius was analyzed in [17], [18].

### COMPUTER SIMULATION

In our paper we investigated efficiency enhancement in a coaxial gyro-BWO through profiling guiding magnetic field  $H_z^g(z)$  at longitudinal direction  $z$  by the new law

$$H_z^g(z) = H_{z0}^g (1 + \alpha(z/L)^j \cos^m(\pi z/2L))^{1/2}, \quad (3)$$

where  $H_{z0}^g$  is a homogenous magnetic field,  $\alpha$  is a coefficient of non-homogeneity,  $Z$  is a longitudinal coordinate,  $L$  is the waveguide length,  $j > 0$ ,  $m > 0$ . A corresponding transversal component of the magnetic field takes the form

$$H_r^g(z) = -\frac{r}{2} \frac{\partial H_z^g}{\partial z},$$

where  $r$  is a transversal coordinate.

We considered waveguide mode  $TE_{01}$  with components of an electromagnetic field  $E_{\phi}, H_r, H_z$  satisfying conditions (1, 2). For computer simulation we used equations for electron motion and electromagnetic wave  $TE_{01}$  from [9].

We investigated a coaxial gyro-BWO with oscillation frequency  $f_0 = 7.7 \text{ GHz}$ , homogenous guiding magnetic field  $H_{z0}^g = 6.1 \text{ kOe}$ , inner radius of the coaxial waveguide of the gyro-BWO  $b = 3 \text{ cm}$ , outer radius  $a = 5 \text{ cm}$ , inner beam radius  $r_b = 3.9 \text{ cm}$ , outer beam radius  $r_a = 4.1 \text{ cm}$ , an energy of injected electron beam is  $W_0 = 511 \text{ keV}$  ( $\gamma_0 = 2$ ), the initial ratio of a transversal momentum to a longitudinal one  $\mu = 1$ , the length system  $L = 60 \text{ cm}$ , cutoff frequency  $f_c = 7.5 \text{ GHz}$ , starting current  $I_{st} = 3.7 \text{ A}$ , limiting vacuum current  $I_{lim} = 6.6 \text{ kA}$  for a coaxial waveguide. Maximal efficiency  $\bar{\eta}_{max} \approx 0.11$  under input beam current  $I_b = 0.6 \text{ kA}$  for the homogenous guiding field and above mentioned gyro-BWO parameters [9].

Computer simulation of the optimal regime of the gyro-BWO was carried out for the determination of values  $\alpha, m$  and  $j$  for profiling guiding magnetic field (3) under the same input electron beam current  $I_b = 0.6 \text{ kA}$ .

We determined location, amplitude and width values of profiling the guiding magnetic field for our gyro-BWO parameters [8, 9]. In our case the optimal bunching process takes place for input electron beam under

$$m=6, \alpha=2.9, j=1. \quad (4)$$

A longitudinal distribution of the guiding magnetic field is presented in Fig. 1 for parameters (4)

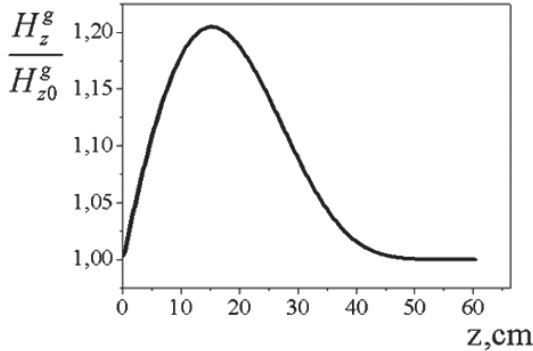


Fig. 1. Dependence of normalized magnetic field amplitude  $H_z^g(z) / H_{z0}^g$  on longitudinal coordinate  $Z$  under  $m=6$

The non-homogenous distribution (3) provides the most optimal conditions for bunch formation of an input electron beam.

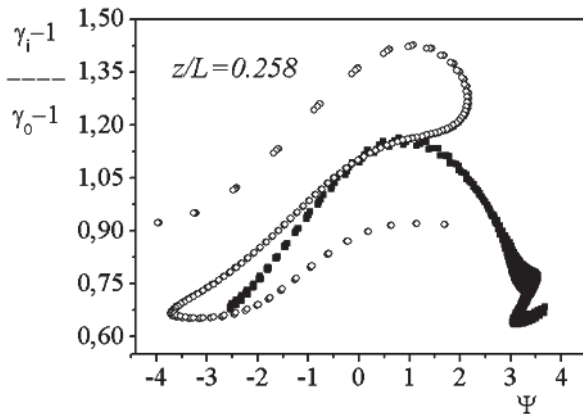


Fig. 2. Dependence of normalized energy of the particles beam  $\gamma_i - 1 / \gamma_0 - 1$  on helical (total) phase  $\Psi$  for  $z/L=0.258$  (black points correspond to the profiling field, circles correspond to the homogenous field)

A difference between bunch formation for homogenous guiding magnetic field and non-homogenous one is presented in Figures 2-4 on phase plane «energy-phase» for various fixed values of longitudinal coordinate  $Z$  ( $I_b = 0.6 \text{ kA}$ ,  $\gamma_0 = 2$ ). For all the of figures circles correspond to the homogenous case, black points correspond to the non-homogenous one.

The majority of particles for the profiling guiding magnetic field have an energy-losing phase (see Fig. 2 — Fig. 4).

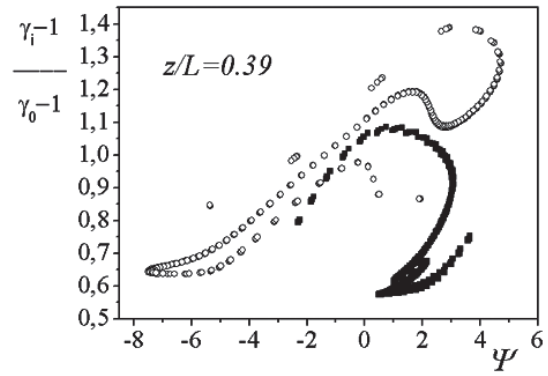


Fig. 3. Dependence of normalized energy of the particle beam  $\gamma_i - 1 / \gamma_0 - 1$  on helical (total) phase  $\Psi$  for  $z/L=0.39$

An effective bunch formation process takes place increasing the value of longitudinal coordinate  $Z$  (Fig. 3, 4). A phase portrait of the bunched beam along the longitudinal coordinate is more compact in comparison with the homogenous guiding magnetic field.

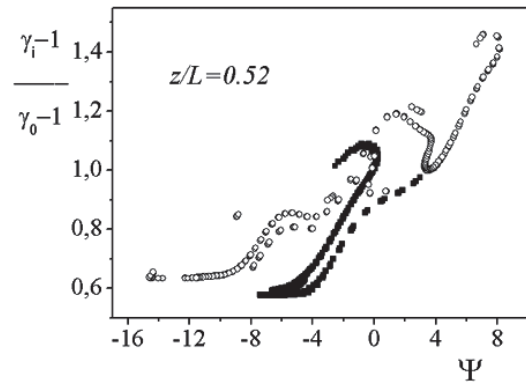


Fig. 4. Dependence of normalized energy of the particles beam  $\gamma_i - 1 / \gamma_0 - 1$  on helical (total) phase  $\Psi$  for  $z/L=0.52$ .

Besides, we investigated an efficiency dependence on oscillator length  $L$  for two cases of the fixed transversal geometry of the gyro-BWO defined at the beginning of our paper.

1. for fixed parameters (4),
2. for various values  $m$  in expression (3).

For various values of  $m$  some investigations were carried out for determination of the efficiency as the function of the oscillator length  $L$  under the same fixed transversal geometry ( $b=3 \text{ cm}$ ,  $a=5 \text{ cm}$ ).

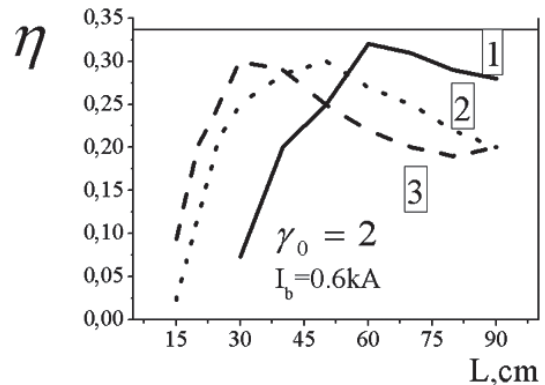


Fig. 5. Dependence of efficiency  $\eta$  on oscillator interaction space length  $L$ : curve 1 — —  $m=6$ ; curve 2 .....  $m=2$ ; curve 3 - - -  $m=1$



It follows from Fig. 5 (curve 3) for  $m=1$ , the efficiency has maximal value ( $\eta = 0.3$ ) for coaxial waveguide length  $L = 30$  cm. For  $m=2$  from Figure 5 (curve 2), the maximum efficiency  $\eta = 0.3$  for the length  $L = 50$  cm, and, finally, for  $m = 6$  the efficiency  $\eta = 0.32$  for the length  $L = 60$  cm.

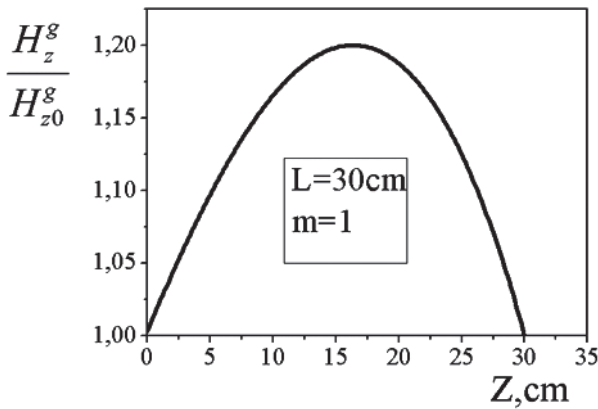


Fig. 6. Dependence of normalized profiling magnetic field amplitude  $H_z^g(z) / H_{z0}^g$  under  $m=1$  on longitudinal coordinate  $Z$

Minimal length  $L$  is close to  $L=30$  cm at high efficiency ( $\eta = 0.3$ ). The dependence of the normalized profiling magnetic field amplitude  $H_z^g(z) / H_{z0}^g$  on longitudinal coordinate  $Z$  is shown in Fig. 6 ( $m=1$ ). This dependence has altered in comparatively to one in Fig. 1.

Thus, one can reduce the longitudinal dimensions  $L$  of the gyro-BWO to  $L=30$ cm under  $m=1$  without reducing the efficiency  $\eta$  (Fig. 5, curve 3). Beam losses along longitudinal coordinate  $Z$  are represented in Fig. 7, curve 1,  $L=30$  cm.

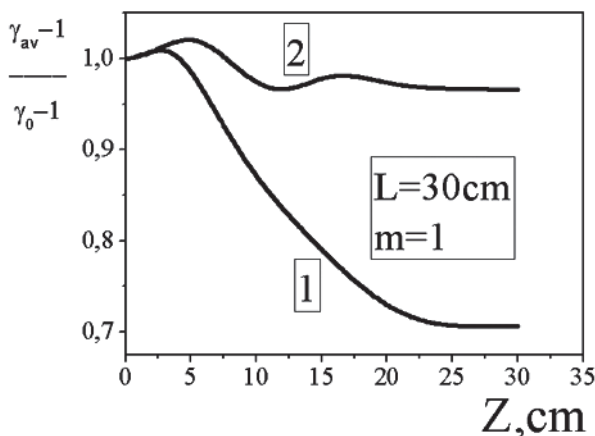


Fig. 7. Dependence of normalized average bunch energy  $\gamma_{av} - 1 / \gamma_0 - 1$  on longitudinal coordinate  $Z$  (curve 1 is for the profiling guiding magnetic field under  $m=1$ , curve 2 is for the homogenous one)

Gyro-devices may be used for cooling of electron beams [19]. The find investigation of the gyro-BWO consists in comparing transversal velocities at the input and output of the oscillator. We investigated the reducing of the transversal velocities at oscillator output under  $\mu = \beta_{\perp} / \beta_{\parallel} = 1$ .

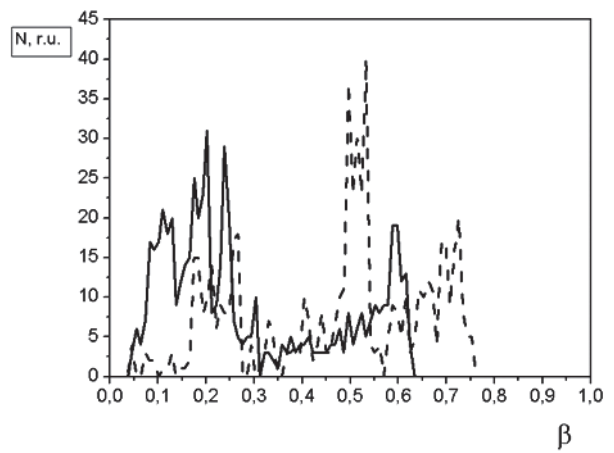


Fig. 8. Dependence of distribution of transversal velocities at gyro-BWO output for profiling guiding magnetic field (solid line) and homogenous guiding magnetic field (dash line)

The distributions of output transversal velocities in the gyro-BWO are presented in Fig. 8 for profiling guiding magnetic field (solid line curve) and for homogenous guiding magnetic field (dash line curve). Substantial reducing of transversal velocities take place for the profiling field is comparison with homogenous field.

### CONCLUSIONS

In our paper we have obtained enhancement of the gyro-BWO efficiency from 11% (homogenous distribution of the guiding magnetic field) up to 32% (non-homogenous one) through profiling of a guiding magnetic field (3). Most electrons are confined in the energy-losing phase as a result of effective process bunch formation under the above mentioned conditions. Results of our investigations do not have a static character for other gyro-BWO parameters or other gyro-devices. In every case the parameter values of the profiling guiding magnetic field are the subject of investigations. (relative amplitude of magnetic field  $(H_z^g)_{max} / H_{z0}^g$ , coordinate of the maximum field  $z_0 / L$ ).

The obtained efficiency is close to the gyrotron efficiency without a single stage depressed collector (SDC) for team energy recovery.

An efficiency dependence on interaction space length of the gyro-BWO (Fig. 5) provides a possibility to determine the minimal length for pulsed operation under given beam parameters and transversal coaxial waveguide geometry. We suppose that the gyro-BWO length can be increased under continuous wave operation through thermal loads.

The current mechanism of efficiency enhancement through profiling the guiding magnetic field can be applied to the efficiency enhancement in other gyro-devices (for example, a cyclotron autoresonance maser in [20]) with the profiling guiding magnetic field.

### REFERENCES

- [1] Twiss R. G. "Radiation transfer and the possibility of negative absorption in radio astronomy", Austr. J. Of Phys., 1958, vol 1, no. 4, p.567, 1958.

- [2] *Gaponov A.V.* "Interaction of non-straight electronic fluxes with electromagnetic waves in feed lines", *Izv. VUZov. Radiofizika (USSR)*, vol.2, no.3, pp. 450-462, 1959.
- [3] *Schneider I.* "Stimulated emission of radiation by relativistic electrons in a magnetic field", *Phys. Rev. Lett.* 1959, vol. 2, no. 12, p.504, 1959.
- [4] *R.H. Pantell.* "Backward-wave oscillations in an unloaded waveguide", *Proc. IRE. Vol.47. no.6*, P.1146. 1959.
- [5] *A. Gaponov, M. Petelin, M., V.K. Julpatov,* "Induced radiation of excited classical oscillators and its using in radio-frequency electronics", *Izvestija VUZov (USSR), Radiofizika*, vol. 10, no.9, 10, pp. 1414-1453, 1967 .
- [6] *M. Thumm,* "State-of-the-Art of High Power Gyro-Devices and Free Electron Masers". Preprint FZKA 7392, Forschungszentrum Karlsruhe, 2008.
- [7] *T.A. Spencer, M.D. Stump, K.J. Hendricks, R.M. Gilgenbach,* "Investigation of lower order mode suppression in a high current, high voltage gyro-BWO experiment", *Plasma Science, IEEE Conference Record - Abstracts, 1996 IEEE International Conference on*, p.287, 1996. doi: 10.1109/PLASMA.1996.551640
- [8] *A. Borodkin, V. Khoruzhiy, I. Onishchenko, G. Sotnikov,* "Coaxial Gyro-BWO. 1. Linear Theory. Starting currents", *Ukrainian Journal of Physics*, vol. 49, no.2, pp.126 -131, 2004. (<http://www.ujp.bitp.kiev.ua/>)
- [9] *A. Borodkin, V. Khoruzhiy, I. Onishchenko, G. Sotnikov,* "Coaxial Gyro-BWO. 2. Nonlinear Theory", *Ukrainian Journal of Physics*, vol. .50, no.11, pp.1230-1236, 2005. (<http://www.ujp.bitp.kiev.ua/>)
- [10] *A.K. Ganguly and S. Ahn,* "Nonlinear analysis of the gyro-BWO in three dimensions", *Intl. J. of Electronics*, vol. 67, no.2, pp 261 – 276, 1989.
- [11] *A.K. Ganguly and S. Ahn,* "Optimization of the efficiency in gyrotron backward wave oscillator of a tapered axial magnetic field", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 54, no.6, p.514-516, 1989.
- [12] *A. T. Lin,* "Dependence of efficiency on magnetic field in gyro-backward wave oscillators", *Physical Review A*, vol. 46, no. 8, pp.2314-2317, 1992.
- [13] *A.T. Lin, Chin-Chien Lin* "Mechanisms of efficiency enhancement in gyrotron backward-wave oscillators with tapered magnetic fields". *Phys. Fluids B*, vol.5, no. 7, pp.2314-2317, 1993.
- [14] *M.T. Walter, R. M. Gilgenbach, P. R Menge and T. A. Spencer,* "Effects of tapered tubes on long-pulse microwave emission from intense e-beam gyrotron-backward-wave-oscillators", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 22, no. 5, pp. 578-584, 1994.
- [15] *C.S. Kou, C.H. Chen and T.J. Wu,* "Mechanisms of efficiency enhancement by a tapered waveguide in gyrotron backward wave oscillators", *Physical Rev. E*, vol. 57, no. 6, pp.7162-7168, 1998.
- [16] *A. Grudiev, K. Schunemann,* "Numerical analysis of an injection-locked gyrotron backward-wave oscillator with tapered sections", *Physical. Rev. E*, vol. 68, 016501, 2003.
- [17] *G. Nusinovich and O. Dumbrajs,* "Theory of gyro-backward wave oscillators with tapered magnetic field and waveguide cross section", *IEEE Trans. Plasma Sci.* vol. 24, no. 3, pp.620 – 629, 1996.
- [18] *M.T. Walter, R.M. Gilbenbach, J.W. Luginsland, J.W. et al.* "Effects of tapering on gyrotron backward-wave oscillators",: Special issue on high power microwave generation. *IEEE trans. plasma sci*, vol. 24, no. 3, pp. 636-647, 1996.
- [19] *V. Khoruzhiy* "Cooling of electron beams", *Proc. RUPAC-2012, S-Petersburg*
- [20] *S.H. Chen, and T.Y. Dawn,* "Study of efficiency enhancement through magnetic field profiling in cyclotron autoresonance maser" *Phys. Plasmas*, vol.2, no.3, pp. 959-964, 1995.

Manuscript received December, 5, 2012

**Khoruzhiy Vladimir Mikhailovich**, researcher, NSC "Kharkov Institute of Physics and Technology". Research interests are an analytical study and computer simulation processes in microwave gyro-devices (gyro-BWO), optimization of the longitudinal magnetic field distribution in the gyro-BWO for purpose of increasing oscillator efficiency, application of a gyromonotron ("beam laser") for cooling of relativistic electron beams (REB) at output of a linear direct action accelerator (diode gap), linear induction accelerator (LIA).



УДК 621.372.8

**Оптимізація характеристик коаксіальної гіро-ЛОВ з допомогою профілювання ведучого магнітного поля / В.М. Хоружий // Прикладна радіоелектроніка: науч.-техн. журнал. – 2012. – Том 11. – № 4. – С. 515–518.**

В статті розглядається збільшення ефективності коаксіальної гіро-ЛОВ шляхом профілювання ведучого магнітного поля. Гіро-ЛОВ являється потужним генератором високочастотних коливань см- і мм-діапазону волн на основі волновода (в даному випадку, коаксіального), поміщеного в продольне ведуче магнітне поле соленоїда. Применення колоколообразного ведучого магнітного поля в численному експерименті може збільшити КПД до 30%. Також було проведено вивчення оптимальних характеристик пучка електронів і гіро-ЛОВ (енергії інжекції, довжини генератора і т.д.).

*Ключевые слова:* генератори на обратной волне, ефективність (КПД), ведуче магнітне поле, комп'ютерне моделювання, мікрохвилі.

Ил. 11. Библиогр.: 20 назв.

УДК 621.372.8

**Оптимізація характеристик коаксіальної гіро-ЛОВ за допомогою профілювання ведучого магнітного поля / В.М. Хоружий // Прикладна радіоелектроніка: науч.-техн. журнал. – 2012. – Том 11. – № 4. – С. 515–518.**

У статті розглядається збільшення ефективності коаксіальної гіро-ЛОВ шляхом профілювання ведучого магнітного поля. Гіро-ЛЗХ є потужним генератором високочастотних коливань см- і мм-діапазону хвиль на основі хвилеводу (в даному випадку, коаксіального), поміщеного в поздовжнє ведуче магнітне поле соленоїда. Застосування колоколообразного ведучого магнітного поля в чисельному експерименті може збільшити ККД до 30%. Також було проведено вивчення оптимальних характеристик пучка електронів і гіро-ЛОВ (енергії інжекції, довжини генератора і т.д.).

*Ключові слова:* генератори на зворотній хвилі, ефективність (ККД), ведуче магнітне поле, комп'ютерне моделювання, мікрохвилі.

Ил. 11. Библиогр.: 20 найм.

# МНОГОСЛОЙНЫЕ ПОКРЫТИЯ НА ОСНОВЕ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ЗАЩИТЫ ОТ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Ю.В. ДИДЕНКО, И.В. ПАЦЁРА, Д.Д. ТАТАРЧУК

Построена модель многослойного экранирующего покрытия на основе структур диэлектрик-композитный материал. Приведены результаты моделирования и экспериментальных исследований таких покрытий в диапазоне частот 8...12 ГГц. Показано, что эффективность экранирования может быть увеличена путем создания многослойных покрытий. Результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными.

**Ключевые слова:** композитная структура, коэффициент экранирования по отражению, коэффициент экранирования по прохождению.

## ВВЕДЕНИЕ

Повсеместное использование электронных систем в различных сферах жизнедеятельности человека привело к формированию новых требований к электронным устройствам и составляющим их блокам. Среди этих требований важное место занимают повышение надежности и помехоустойчивости электронных систем, уменьшение их взаимного влияния, повышение уровня информационной безопасности, обеспечение экологичности электронного оборудования, в том числе путем защиты окружающей среды от электромагнитного излучения.

Для удовлетворения перечисленных выше требований используют различные методы. Однако одним из наиболее эффективных методов является экранирование [1, 2]. Поэтому задача повышения эффективности экранирующих покрытий является актуальной.

Одно из перспективных направлений решения этой задачи – использование многослойных экранирующих покрытий на основе композитных материалов. Поэтому целью данной работы является теоретическое и экспериментальное исследование многослойных экранирующих покрытий на основе композитных материалов для защиты от электромагнитного излучения.

## 1. МОДЕЛЬ МНОГОСЛОЙНОГО ПОКРЫТИЯ

Рассмотрим многослойное покрытие как последовательное соединение слоев с различными электродинамическими свойствами.

Для упрощения модели многослойного экранирующего покрытия сделаем некоторые допущения:

- рассматривается плоская электромагнитная волна, падающая по нормали на поверхность экранирующего покрытия;
- каждый слой характеризуется эффективными значениями магнитной и диэлектрической проницаемости;
- резонансные явления в слоях экранирующего покрытия отсутствуют.

При указанных допущениях каждый слой экранирующего покрытия можно рассматривать как взаимный четырехполюсник, а покрытие в

целом – как каскадное соединение четырехполюсников (рис. 1).

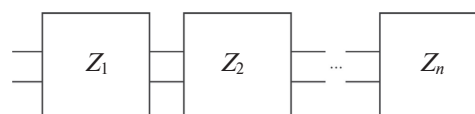


Рис. 1. Представление многослойного экранирующего покрытия в виде каскадного соединения четырехполюсников

Такой подход позволяет использовать для расчета электродинамических свойств покрытия матричные методы анализа теории СВЧ цепей. При последовательном соединении каскадов наиболее удобно использовать волновые матрицы передачи –  $T$ . В этом случае результирующая матрица для покрытия  $T_{\Sigma}$  может быть представлена как произведение волновых матриц передачи слоев экранирующего покрытия:

$$T_{\Sigma} = \prod_{i=1}^n T_i, \quad (1)$$

где  $n$  – количество слоев,  $i$  – номер слоя,  $T_i$  – волновая матрица передачи  $i$ -го слоя покрытия.

Компоненты матрицы  $T_i - t_{j,k}$  определяются электродинамическими параметрами  $i$ -го слоя покрытия [3, 4]:

$$t_{j,k} = f(\epsilon_i^*, \mu_i^*, d_i), \quad (2)$$

где  $\epsilon_i^*, \mu_i^*$  – соответственно комплексные диэлектрическая и магнитная проницаемости  $i$ -го слоя покрытия.

Исходя из представленной выше модели были рассчитаны коэффициенты экранирования по отражению и прохождению многослойных экранирующих покрытий на основе различных композитных материалов. Многослойное покрытие представляло собой периодическую систему, состоящую из чередующихся двухслойных структур диэлектрик-композитный материал с равной толщиной всех слоев (рис. 2).

Расчет проводился для покрытий с различным числом двухслойных структур при сохранении общей толщины покрытия (рис. 3). При расчете предполагалось, что при прохождении электромагнитной волны через покрытие первым слоем был полимер.



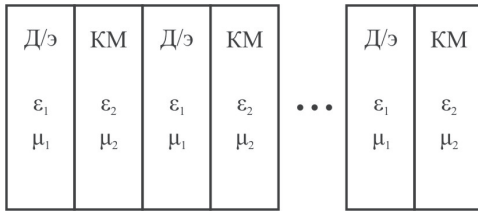


Рис. 2. Структура моделируемого покрытия:  
Д/э – диэлектрический слой;  
КМ – слой композитного материала

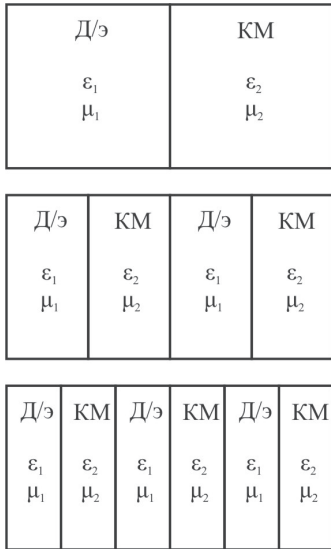


Рис. 3. Структура исследуемых многослойных композитных систем

Целью расчета было определение влияния структуры покрытия на его экранирующие свойства. Результаты расчета приведены на рис. 4, 5.

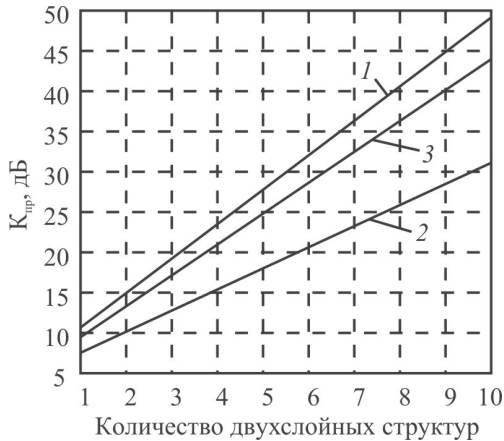


Рис. 4. Зависимость коэффициента экранирования по прохождению от количества двухслойных структур:  
1 – Al-полимерная матрица / полимерная матрица;  
2 – C-полимерная матрица / полимерная матрица;  
3 – Cu-полимерная матрица / полимерная матрица

Из результатов расчета следует:

- при увеличении количества двухслойных структур коэффициент экранирования по прохождению для многослойных систем увеличивается по линейному закону;
- при количестве двухслойных структур  $N < 4$  для многослойных систем коэффициент экранирования материала по отражению резко

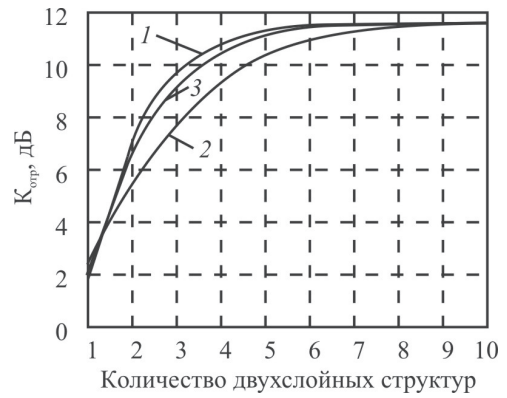


Рис. 5. Зависимость коэффициента экранирования по отражению от количества двухслойных структур:  
1 – Al-полимерная матрица / полимерная матрица;  
2 – C-полимерная матрица / полимерная матрица;  
3 – Cu-полимерная матрица / полимерная матрица

увеличивается, при  $N > 6$  значение коэффициента экранирования материала по отражению почти не изменяется с увеличением количества двухслойных структур.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Для проверки результатов моделирования было проведено экспериментальное исследование образцов таких покрытий в диапазоне частот 8...12 ГГц. Композитные материалы были получены методом электромеханического перемешивания дисперсной фазы с материалом матрицы при комнатной температуре. Из полученного материала изготавливались образцы прямоугольной формы, размеры которых подбирались таким образом, чтобы исследуемый материал полностью заполнял сечение волновода. В качестве материала матрицы использовался полимер с комплексной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 2,73 - j0,2$ . В качестве дисперсной фазы при изготовлении композитных материалов использовался нанопорошок алюминия с размером частиц 0,06...0,2 мкм.

При измерении образец в волноводном тракте размещался таким образом, чтобы при прохождении электромагнитной волны первым слоем был полимер. Измерения проводились методом передачи-отражения [5]. Измерялись параметры волновой матрицы рассеяния покрытия  $S_{11}$ ,  $S_{22}$  с последующим расчетом на их основе коэффициентов экранирования по прохождению и отражению. Полученные результаты приведены на рис. 6, 7.

Из полученных результатов видно, что с увеличением количества двухслойных структур эффективность экранирования увеличивается. Такая зависимость возникает предположительно за счет рассеяния электромагнитной энергии на границах композит-полимер. При числе структур более 4-х увеличение их количества слабо влияет на значения коэффициентов экранирования. Это связано с тем, что толщина слоя становится значительно меньше длины волны.

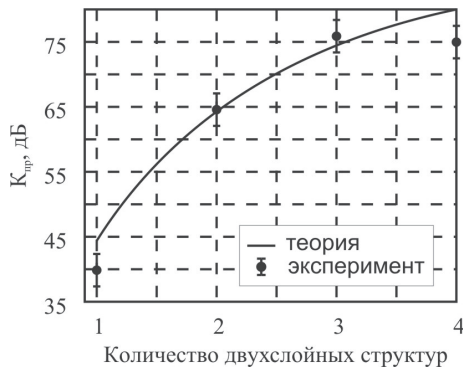


Рис. 6. Коэффициент экранирования по прохождению для двухслойных структур Al-полимерная матрица / полимерная матрица

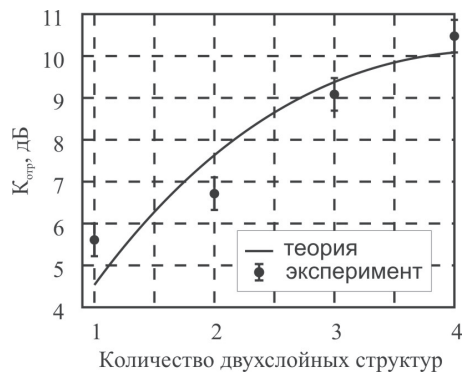


Рис. 7. Коэффициент экранирования по отражению для двухслойных структур Al-полимерная матрица / полимерная матрица

## ВЫВОДЫ

1. Разработана модель многослойного экранирующего покрытия на основе композитных материалов.
2. Получены расчетные и экспериментальные зависимости коэффициентов экранирования по отражению и прохождению от количества двухслойных структур для многослойных экранирующих покрытий на основе композитных материалов в СВЧ диапазоне.
3. Показано, что с увеличением количества двухслойных структур эффективность экранирования увеличивается за счет затухания электромагнитной волны в толще слоев и отражения на границах композит-полимер.
4. Расхождение между расчетными и экспериментальными результатами не превышает 3 дБ, что указывает на адекватность модели.

## Литература

- [1] Богуш В.А. Электромагнитные излучения. Методы и средства защиты / В.А. Богуш, Т.В. Борботько, А.В. Гусинский, Л.М. Лыньков, А.А. Тамело. Под ред. Л.М. Лынькова. – Мн.: Бестпринт, 2003. – 406 с.
- [2] Железняк В.К. Защита информации от утечки по техническим каналам / В.К. Железняк. – СПб.: ГУАП, 2006. – 188 с.
- [3] Диденко Ю.В. СВЧ-характеристики металлодиэлектрических нанокompозитных материалов / Ю.В. Диденко, А.В. Мачулянский, Д.Д. Татарчук, О.В. Теличкина, Ю.И. Якименко // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии: 20-я Международная Крымская конференция, 13–17 сент. 2010 г.: тезисы докл. – Севастополь, 2010. – С. 811–812.

[4] Мачулянский А.В. Анализ СВЧ-свойств нанодисперсных композитных систем / А.В. Мачулянский, Д.Д. Татарчук, В.А. Мачулянский // Технічна електродинаміка: тематичний випуск «Силова електроніка та енергоефективність», ч.1. – 2010. – С. 303–304.

[5] Поплавко Ю.М. Микрохвильова діелектрична спектроскопія: навч. посіб. / Ю.М. Поплавко, В.І. Молчанов, В.А. Казміренко. – К.: НТУУ «КПІ», 2011. – 304 с.

Поступила в редколлегію 5.12.2012



**Диденко Юрий Викторович**, инженер кафедры микроэлектроники НТУУ «КПИ». Область научных интересов: СВЧ электроника, наноматериалы.



**Пацёра Ирина Валерьевна**, студентка кафедры микроэлектроники НТУУ «КПИ». Область научных интересов: СВЧ электроника, наноматериалы.



**Татарчук Дмитрий Дмитриевич**, к.т.н., доцент, доцент кафедры микроэлектроники НТУУ «КПИ». Область научных интересов: СВЧ электроника, наноматериалы.

УДК 621.372.41

**Багатошарові покриття на основі композитних матеріалів для захисту від електромагнітного випромінювання** / Ю.В. Діденко, І.В. Пацьора, Д.Д. Татарчук // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. – 2012. – Том 11. – № 4. – С. 519–521.

Побудовано модель багатошарового екрануючого покриття на основі структур діелектрик-композитний матеріал. Наведено результати моделювання та експериментальних досліджень таких покриттів в діапазоні частот 8...12 ГГц. Показано, що ефективність екранування може бути збільшена шляхом створення багатошарових покриттів. Результати моделювання добре узгоджуються з експериментальними даними.

*Ключові слова:* композитна структура, коефіцієнт екранування по відбиттю, коефіцієнт екранування по проходженню.

Л. 07. Бібліогр.: 05 найм.

UDC 621.372.41

**Multilayer coatings based on composite materials for protection from electromagnetic radiation** / Yu.V. Didenko, I.V. Patsora, D.D. Tatarchuk // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2012. – Vol. 11. – № 4. – P. 519–521.

The model of multi-layer shielding coatings based on dielectric-composite material structures is built. The results of simulation and experimental studies of these coatings in the frequency range 8...12 GHz are given. It is shown that the screening effect can be increased by creating multi-layer coatings. The simulation results are in good agreement with experimental data.

*Keywords:* composite structure, shielding coefficient of reflection, shielding coefficient of transmission.

Fig. 07. Ref.: 05 items.

# ОПТИМИЗАЦИЯ ФОКУСИРУЮЩИХ СВОЙСТВ ЗОНДОВЫХ СИСТЕМ ФОРМИРОВАНИЯ ИОННЫХ ПУЧКОВ МУЛЬТИПЛЕТАМИ МАГНИТНЫХ КВАДРУПОЛЬНЫХ ЛИНЗ СО СВОБОДНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

А.А. ПОНОМАРЕВА

Оптимизированы геометрические параметры и количество магнитных квадрупольных линз в зондоформирующей системе со свободными параметрами. Условно линзовая система разбита на подсистему согласования и подсистему финальной фокусировки, где линзы первой подсистемы имеют питание от независимых источников, которые представляют собой свободные параметры. Питание второй подсистемы осуществляется от двух независимых источников, которые являются связанными параметрами, определяющими условие создания стигматической фокусировки пучка на поверхности мишени. Сформулирована и решена задача оптимизации процесса формирования пучка ионов в квадрупольных зондовых системах со свободными параметрами, которая относится к задаче нелинейного программирования. В качестве критерия оптимальности выбрана величина приведенного акцептанса, которая пропорциональна плотности тока пучка на мишени. Показано, что целесообразным является ограничение количества линз до четырех для рассматриваемой зондоформирующей системы.

*Ключевые слова:* микронзонд, ионный пучок, мультиплет магнитных квадрупольных линз, приведенный акцептанс.

## ВВЕДЕНИЕ

Системы формирования пучков легких ионов водорода или гелия, ускоренных до энергии нескольких МэВ, применяются в аппаратных комплексах ядерного сканирующего микронзонда (ЯСМЗ). Высокая магнитная жесткость пучков ионов МэВ-ных энергий обуславливает применение в ЯСМЗ ионно-оптических элементов с сильной фокусировкой, к которым относятся магнитные квадрупольные линзы (МКЛ). В силу физических особенностей одиночная МКЛ обеспечивает фокусировку пучка только в одной поперечной плоскости, поэтому для получения сфокусированного пучка в обеих поперечных к оси пучка плоскостях применяются системы из нескольких МКЛ. С помощью такой системы пучок формируется в зонд микрометрических размеров с возможностью электромагнитного двухкоординатного сканирования. ЯСМЗ в настоящее время широко применяется в исследованиях структуры и элементного состава материалов различного происхождения [1, 2]. Одними из сравнительно новых приложений ЯСМЗ являются фабрикация 3D микро- и наноразмерных структур в результате прямого экспонирования резистивных материалов сфокусированным протонным пучком (PBW — proton beam writing) [2, 3], которая относится к литографическим технологиям высокого разрешения. Поэтому здесь предъявляются требования уменьшения размеров зонда до уровня 10 нм и обеспечения достаточно высокой плотности тока, что связано со скоростью экспонирования. Это, в свою очередь, определяет необходимость поиска новых типов зондоформирующих систем с высокими коэффициентами уменьшения и умеренными коэффициентами аббераций.

В работах [4, 5] была рассмотрена ЗФС на базе четырех МКЛ с индивидуальными источниками питания линз, где было показано значительное преимущество такой системы по сравнению с аналогичной системой с двумя источниками питания. Рассмотренная ЗФС имела фиксированные геометрические параметры. В настоящей работе продолжено изучение магнитных квадрупольных зондоформирующих систем с дополнительными источниками питания, которые в данном случае являются свободными параметрами в процессе формирования пучка. Ниже рассмотрены ЗФС с тремя, четырьмя и пятью МКЛ с различной геометрией расположения линз вдоль оптической оси.

## 1. МУЛЬТИПЛЕТЫ МАГНИТНЫХ КВАДРУПОЛЬНЫХ ЛИНЗ СО СВОБОДНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

На рис. 1 показана схема расположения МКЛ в мультиплете из  $N$  линз, имеющих в общем случае индивидуальные источники питания тока. Здесь определена геометрия расположения основных элементов ЗФС, где  $a_0$  — объектное расстояние, расстояние между объектным и угловым коллиматорами;  $a_i$  — дрейфовый участок движения пучка,  $i=1...N$ ;  $L_i$  — геометрическая длина линзы;  $g$  — рабочее расстояние, расстояние от выхода из последней линзы до поверхности мишени,  $i=1...N$ . Формирование пучка в такой зондовой системе условно можно разделить на три этапа.

На первом этапе происходит первичное формирование пучка с помощью прямоугольных объектного и углового коллиматоров. Конструктивно прямоугольное коллимационное окно здесь создается двумя скрещенными щелями. На этом этапе сформируется пучок с максимальным



фазовым объемом, который может быть сфокусирован мультиплетом МКЛ на поверхности мишени в квадратное пятно с заданными размерами ( $d \times d$ ). Такой фазовый объем пучка называется аксептансом, приведенным к заданному размеру пятна, или приведенным аксептансом.

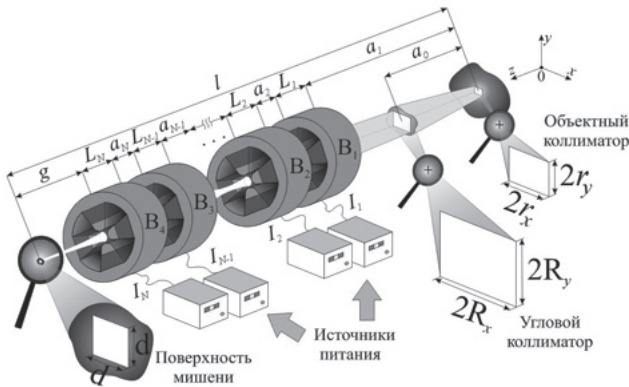


Рис. 1. Схема ЗФС с применением мультиплета МКЛ со свободными параметрами

На втором этапе первая подсистема, состоящая из  $k$  линз, обеспечивает согласование первичных фазовых характеристик пучка с ионно-оптическими характеристиками второй подсистемы из  $N - k$  линз, задействованных на третьем этапе финальной фокусировки пучка. Линзы подсистемы финальной фокусировки пучка подсоединены к одному из двух источников питания, величины тока которых являются связанными параметрами, обеспечивающими стигматическую фокусировку в двух поперечных плоскостях  $(x, y)$ . В случае, если первая подсистема линз имеет независимые источники питания, создать фокусировку на мишени можно бесконечным числом способов за счет выбора значений питания всех источников, т.е. такая ЗФС является переопределенной. Поэтому величины тока первых  $k$  источников являются свободными параметрами. Так как первая подсистема МКЛ является согласующей, то естественно потребовать от нее обеспечить наилучшее согласование процесса формирования пучка, что может быть количественно выражено в максимальной величине приведенного аксептанса.

## 2. ФОРМАЛИЗАЦИЯ ФИЗИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ ИОННОГО ЗОНДА МУЛЬТИПЛЕТАМИ МАГНИТНЫХ КВАДРУПОЛЬНЫХ ЛИНЗ СО СВОБОДНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

МКЛ относятся к классу ионно-оптических элементов с сильной фокусировкой, в которых магнитное поле направлено перпендикулярно оси пучка, причем на оси линзы поле равно нулю и усиливается по мере отклонения в поперечном направлении. Таким образом, чем дальше ион отклоняется от оси в поперечном направлении  $x$ , тем большее фокусирующее действие он испытывает, и наоборот, отклоняясь в направлении  $y$  ион испытывает все большее дефокусирующее

действие. Поэтому для обеспечения общего фокусирующего действия, как правило, применяются несколько МКЛ с чередующейся полярностью полюсов в плоскостях  $xOz$  и  $yOz$ . Главной характеристикой магнитных квадрупольных ЗФС является распределение поперечного градиента магнитного поля вдоль оси системы. Задачей оптимизации процесса формирования пучка здесь является определение такого распределения градиента поля, которое позволит получить наибольшую плотность тока в зонде. Схематически модельное распределение градиента  $G(z)$  показано на рис. 2, где краевое поле в линзах представлено в виде ступенчатой функции, что является хорошим приближением в случае, когда выполнено условие  $r_{ai} / L \ll 1$ , где  $r_{ai}$  — радиус апертуры линзы. При этом вводится понятие эффективной длины поля линз  $L_{i,eff}$ . Такое модельное поле обеспечивает сохранение величины фокусного расстояния для каждой из линз с реальным продольным распределением поля.

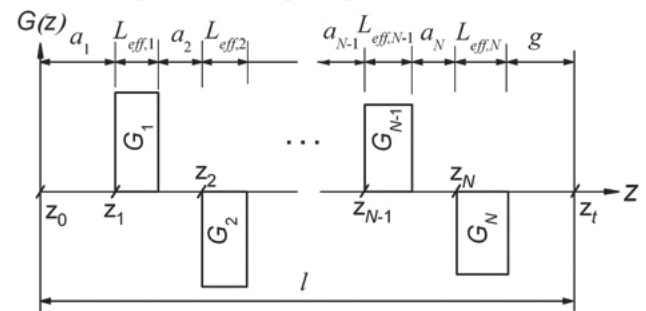


Рис. 2. Модельное распределение градиента поля мультиплета МКЛ вдоль оптической оси

Движение ионов в стационарном магнитном поле описывается нерелятивистскими траекторными дифференциальными уравнениями в виде:

$$\begin{aligned} x'' &= \frac{q}{p_0(1+\delta)}(y'B_z - B_y - x'^2 B_y + x'y'B_x)\sqrt{1+x'^2+y'^2} \\ y'' &= \frac{q}{p_0(1+\delta)}(B_x - x'B_z - x'y'B_y + y'^2 B_x)\sqrt{1+x'^2+y'^2}, \end{aligned} \quad (1)$$

с начальными условиями:

$$x(z_0) = x_0, y(z_0) = y_0, x'(z_0) = x'_0, y'(z_0) = y'_0, \quad (2)$$

где  $q, p_0$  — заряд и средний импульс иона;  $\delta = (p - p_0) / p_0$  — относительное отклонение импульса иона  $p$  от средней величины  $p_0$ ;  $x, y$  — координаты иона, задающие его отклонение от оси  $z$ ;  $B_x, B_y, B_z$  — составляющие магнитного поля в МКЛ.

Поле в МКЛ в области прохождения пучка ионов в вакууме определяется скалярным магнитным потенциалом в виде разложения в ряд по поперечным координатам до четвертого порядка включительно:

$$\begin{aligned} w(x, y, z) &= -G(z)xy + G''(z)(x^3y + xy^3) / 12 \\ \vec{B} &= -\mu_0 \text{grad}(w), \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\mu_0$  — магнитная постоянная.

Такое представление позволяет учесть область краевого поля МКЛ, которое дает значительный вклад в нелинейные эффекты формирования пучка в виде коэффициентов аберраций. Модельное представление поля МКЛ с прямоугольным продольным распределением градиента (рис. 2) может быть выражено в виде:

$$G(z) = \sum_{i=1}^N G_i [\theta(z - z_i) - \theta(z - z_i - L_{i,eff})], \quad (4)$$

где  $z_i, L_{i,eff}$  – координата начала границы эффективного поля и длина эффективного поля МКЛ с номером  $i$  соответственно;  $\theta(z) = \begin{cases} 0, & z < 0 \\ 1, & z \geq 0 \end{cases}$  – ступенчатая функция.

Решение нелинейной дифференциальной задачи (1), (2) ищется в виде нелинейной зависимости координат ионов в плоскости мишени от начальных фазовых координат в плоскости объектного коллиматора:

$$\begin{aligned} x(z_i) &= F_x(z_i) = \sum_{j=1}^{14} A_{xj}(z_i, \tau) \cdot Q_{xj} \\ y(z_i) &= F_y(z_i) = \sum_{j=1}^{14} A_{yj}(z_i, \tau) \cdot Q_{yj}, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \{Q_{xj}\}_{j=1...14} &= \{x_0, x'_0, x_0 \delta, x'_0 \delta, x_0^3, x_0^2 x'_0, x_0 x_0'^2, x_0^3, x_0 y_0^2, \\ & x_0 y_0 y'_0, x_0 y_0'^2, x'_0 y_0^2, x'_0 y_0 y'_0, x'_0 y_0'^2\}; \\ \{Q_{yj}\}_{j=1...14} &= \{y_0, y'_0, y_0 \delta, y'_0 \delta, y_0^3, y_0^2 y'_0, y_0 y_0'^2, y_0^3, y_0 x_0^2, \\ & y_0 x_0 x'_0, y_0 x_0'^2, y'_0 x_0^2, y'_0 x_0 x'_0, y'_0 x_0'^2\}; \end{aligned}$$

$A_{x1} = D_x, A_{y1} = D_y$  – коэффициенты уменьшения ЗФС;  $A_{x2} = f_x, A_{y2} = f_y$  – коэффициенты астигматизма;  $A_{xj}, A_{yj}, j = 2, 3$  – коэффициенты хроматических аберраций;  $A_{xj}, A_{yj}, j = 4, \dots, 14$  – коэффициенты геометрических аберраций третьего порядка;  $\tau = \{G_1, \dots, G_N, a_1, \dots, a_N, g, L_{1,eff}, \dots, L_{N,eff}\}$  – вектор параметров, от которых зависит формирование пучка квадрупольной ЗФС.

ЗФС является стигматичной, когда поверхность мишени является гауссовой плоскостью или плоскостью изображения. Это требование накладывает условия на коэффициенты астигматизма:

$$f_x(z_i, \tau) = 0, \quad f_y(z_i, \tau) = 0. \quad (6)$$

Таким образом, уравнения (6) дают возможность однозначно определить величину градиентов полей в линзах подсистемы финальной фокусировки, подключенных к одному из двух независимых источников питания тока. Геометрические параметры  $\tau_1 = \{a_1, \dots, a_N, g, L_{1,eff}, \dots, L_{N,eff}\}$  являются фиксированными, или статическими параметрами, в то время, как уже отмечалось выше, градиенты первых  $k$  линз подсистемы согласования являются свободными параметрами. Тогда формализация процесса оптимального формирования пучка в зондовой системе МКЛ со свободными параметрами, основанная на критерии максимальной величины приведенного

акцептанса, может быть представлена в виде задачи нелинейного программирования:

$$\begin{aligned} \alpha^*(\tau_1, d) &= \max_{r_x, r_y, R_x, R_y, G_1, \dots, G_k} (\alpha(\tau, d)), \\ \alpha(\tau, d) &= vol[\Omega(\tau, d)] = 16 R_x R_y r_x r_y / a_0^2, \\ f_x(\tau) &= 0, f_y(\tau) = 0, \\ G_1 &\leq G_{max}, \\ \Omega(\tau, d) &= \{(x_0, y_0, x'_0, y'_0) \mid |x_0| < r_x, \quad |y_0| < r_y, \\ |F_x(z_0 + a_0)| &\leq R_x, \quad |F_y(z_0 + a_0)| \leq R_y, \\ |F_x(z_i)| &\leq d/2, \quad |F_y(z_i)| \leq d/2\}, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $r_x, r_y, R_x, R_y$  – размеры объектного и углового коллиматоров (рис. 1);  $G_1, \dots, G_k$  – градиенты полей МКЛ подсистемы согласования фазовых характеристик пучка,  $d$  – размер зонда (рис. 1);  $\Omega(\tau, d)$  – фазовое множество ионов пучка, сформированного с помощью объектного и углового коллиматоров;  $G_{max}$  – максимально достижимый градиент поля в МКЛ;  $F_x(z), F_y(z)$  – преобразование фазовых координат ионов в виде (5).

### 3. АНАЛИЗ ФОКУСИРУЮЩИХ СВОЙСТВ ЗОНДОВЫХ СИСТЕМ ФОРМИРОВАНИЯ ИОННЫХ ПУЧКОВ

Геометрия расположения линз в ЗФС, а также их количество относятся к статическим параметрам. Эти параметры могут изменяться на стадии анализа фокусирующих свойств систем формирования ионных пучков. После того как ЗФС реализована в экспериментальной установке, менять геометрию системы и количество линз не представляется возможным. Поэтому важным является проведение такого анализа на стадии разработки ЗФС, в которых применяются мультиплеты МКЛ с свободными параметрами. В данной работе рассмотрены ЗФС с количеством линз  $N = 3, 4, 5$ , в которых согласующая подсистема и подсистема финальной фокусировки имеют компактное расположение линз. В триплете ( $N = 3$ ) вторая и третья линзы являются линзами подсистемы финальной фокусировки и расположены на минимальном расстоянии  $a_3 = 0,01$  м, а положение первой линзы варьировалось в пределах  $1,11 \text{ м} \leq a_1 \leq 3,71 \text{ м}$ . Линзы подключены к трем независимым источникам питания таким образом, что реализуется распределение градиента в плоскости  $xOz\{\pm G_1, -G_2, +G_3\}$ . В квадруплете ( $N = 4$ ) третья и четвертая линзы входят в подсистему финальной фокусировки, а согласующая подсистема состоит из первой и второй линз. В каждой из подсистем линзы в дублетах расположены на расстоянии  $a_2 = a_4 = 0,01$  м. Положение первого дублета варьировалось в пределах  $1,08 \text{ м} \leq a_1 \leq 3,63 \text{ м}$ . Линзы в квадруплете подключены к четырем независимым источникам питания так, что реализуется распределение градиента в плоскости  $xOz\{\pm G_1, \pm G_2, +G_3, -G_4\}$ . В пентуплете ( $N = 5$ ) подсистема финальной фокусировки состоит из трех последних линз,

расположенных на минимальном расстоянии, а первые две линзы входят в согласующую подсистему, таким образом  $a_2 = a_4 = a_5 = 0,01$  м. В такой ЗФС имеет свободу перемещения вдоль оси дублет согласующей подсистемы и  $1,06 \text{ м} \leq a_1 \leq 3,55 \text{ м}$ . Линзы в пентуплете подключены к четырем независимым источникам питания так, что реализуется распределение градиента в плоскости  $xOz\{\pm G_1, \pm G_2, +G_3, +G_3, -G_4\}$ . Для всех рассмотренных ЗФС рабочее расстояние изменялось в пределах  $0,06 \text{ м} \leq g \leq 0,18 \text{ м}$ . Длина системы была фиксирована  $l = \sum_{j=1}^N a_j + g = 4 \text{ м}$ , максимальный относительный разброс по импульсу частиц в пучке  $\delta_{\text{max}} = 10^{-5}$ , максимальный градиент поля в линзах  $G_{\text{max}} = 0,5 \text{ Тл/см}$ .

Таким образом, путем последовательно анализа решена оптимизационная задача (7) формирования пучка ионов квадрупольными ЗФС для различных значений геометрических параметров  $a_1$  и  $g$  в указанных выше пределах. Для решения применен модифицированный метод градиентного спуска, адаптированный для задачи в виде (7). Точность определения приведенного акцептанса составляла 5%, что связано с разумными затратами на время вычислений. Анализ полученных результатов, показанных на рис. 3, дает основание утверждать, что по мере увеличения расстояния между линзами двух подсистем формирования пучка величина максимального приведенного акцептанса для трех типов мультиплетов слабо зависит от параметра  $a_1$ , положения линз согласующей подсистемы вдоль оптической оси. Однако увеличение количества линз в ЗФС приводит к росту приведенного акцептанса (рис. 3). Здесь стоит отметить, что отличие в величине приведенного акцептанса у квадруплета и пентуплета не столь значимое, чем у квадруплета и триплета. Это говорит о целесообразности увеличения линз в системе. Из рис. 4 видно, что системы с меньшим рабочим расстоянием  $g$  также обладают более высоким приведенным акцептансом.

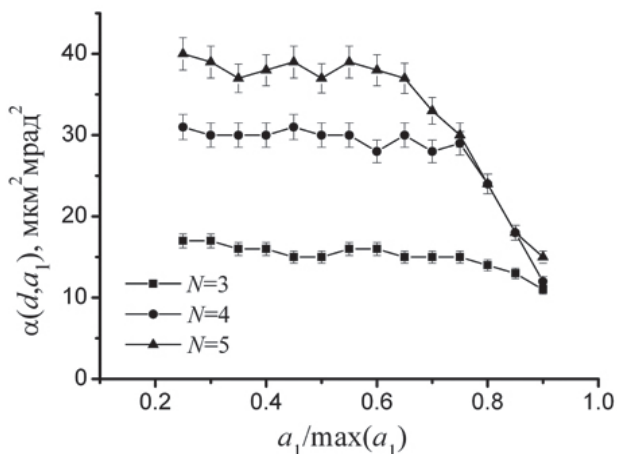


Рис. 3. Зависимость приведенного акцептанса от параметра  $a_1$  для трех мультиплетов,  $g = 0,06 \text{ м}$ ,  $d = 1 \text{ мкм}$

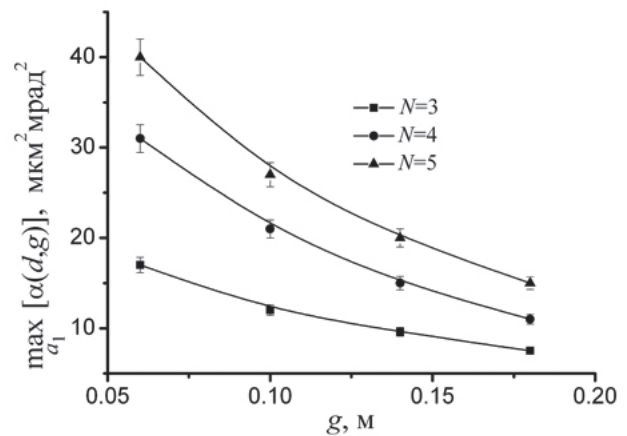


Рис. 4. Зависимость максимального приведенного акцептанса от параметра  $g$  для трех мультиплетов,  $d = 1 \text{ мкм}$

## ВЫВОДЫ

В результате решения оптимизационной задачи формирования ионного пучка в зондовых системах с применением мультиплетов магнитных квадрупольных линз с дополнительными источниками питания в виде свободных параметров показано, что приведенный акцептанс слабо зависит от геометрического положения линз согласующей подсистемы для всех трех рассмотренных мультиплетов для  $a_1 / \max(a_1) > 0,65$ . По мере увеличения количества линз в ЗФС наблюдается рост приведенного акцептанса, однако для пентуплета по отношению к квадруплету этот рост незначителен. Для каждого из рассмотренных мультиплетов уменьшение рабочего расстояния приводит к увеличению приведенного акцептанса.

## Литература

- [1] Ryan C.G. PIXE and the nuclear microprobe: Tools for quantitative imaging of complex natural materials // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2011. – Vol. 269. – P. 2151-2162.
- [2] Погребняк А.Д. Применение микро- и нанозондов для анализа малоразмерных 3D материалов, наносистем и нанообъектов / А.Д. Погребняк, А.Г. Пономарев, А.П. Шпак, Ю.А. Куницкий // УФН. – 2012. – Т. 182. – № 3. – С. 287-321.
- [3] Watt F. Proton Beam Writing / F. Watt, M.V.H. Breese, A. Bettiol, J.A. van Kan // Materials Today. – 2007. – Vol. 10, No. 6. – P. 20-29.
- [4] Пономарев А.Г. Оптимизация квадрупольной зондоформирующей системы с индивидуальными источниками питания линз / А.Г. Пономарев, Г.С. Воробьев, А.А. Пономарева // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2010. – Т. 53. – №2. – С. 58-64.
- [5] Ponomarova A.A. One-stage forming systems with quadrupole lenses excited by individual power supplies / A.A. Ponomarova, K.I. Melnik, G.S. Vorobjov, A.G. Ponomarev // Nucl. Instr. and Meth. B. – 2011. – Vol. 269. – P. 2202-2205.

Работа выполнена в рамках госбюджетной темы № 0112U001379.

Поступила в редколлегию 7.12.2012





**Пономарева Анна Александровна**, аспирант Сумского государственного университета. Область научных интересов: разработка новых типов магнитных квадрупольных линз и методов их диагностики; проведение компьютерного моделирования ионно-оптических систем формирования и фокусировки пучков заряженных частиц; проведение исследований нелинейной динамики ионных пучков с целью создания компактного ядерного микрозонда нового поколения.

лежить до задачі нелінійного програмування. В якості критерію оптимальності обрана величина приведенного аксептанса, яка пропорційна щільності току пучка на мішені. Показано, що доцільним є обмеження кількості лінз до чотирьох для розглянутої зондоформуючої системи.

*Ключові слова:* мікрозонд, іонний пучок, мультиплет магнітних квадрупольних лінз, приведений аксептанс.

Лл. 04. Бібліогр.: 05 найм.

UDS 537.533.3

**Focusing properties optimization of probe systems of forming ion beams by multiplets of magnetic quadrupole lenses with free parameters** / A.A. Ponomaryova // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. – 2012. Vol. 11. № 4. – P. 522–526.

Geometric parameters and the number of magnetic quadrupole lenses in a probe forming system with free parameters are optimized. Conditionally a lens system is divided into a coordination subsystem and a final focusing subsystem, where the lenses of the first subsystem are powered by independent sources called free parameters. The second subsystem is powered by two independent sources which are related parameters that determine the condition of a stigmatic focusing beam on the target surface. The problem of optimizing the process of ion beam formation in quadrupole probe systems with free parameters has been formulated and solved. The said problem is a nonlinear programming problem. As benchmarks the value of the reduced acceptance has been selected which is proportional to the current density of the beam on the target. It is shown that it is expedient to limit the number of lenses to four for the considered probe forming system.

*Keywords:* microprobe, ion beam, multiplet of magnetic quadrupole lenses, reduced acceptance.

Fig. 04. Ref.: 05 items.

УДК 537.533.3

**Оптимізація фокусуєчих властивостей зондових систем формування іонних пучків мультиплетами магнітних квадрупольних лінз із вільними параметрами** / Г.О. Пономарьова // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. – 2013. – Том 11. – № 4. – С. 522–526.

Оптимізовано геометричні параметри й кількість магнітних квадрупольних лінз в зондоформуючій системі з вільними параметрами. Умовно лінзова система розбита на підсистему узгодження та підсистему фінального фокусування, де лінзи першої підсистеми мають живлення від незалежних джерел, котрі являють собою вільні параметри. Живлення другої підсистеми здійснюється від двох незалежних джерел, які є зв'язаними параметрами, визначаючими умову створення стигматичного фокусування на поверхні мішені. Сформульована та вирішена задача оптимізації процесу формування пучка іонів у квадрупольних зондових системах з вільними параметрами, яка на-

## РЕШЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ БОЛЬЦМАНА ДЛЯ ПОЛНОСТЬЮ ИОНИЗОВАННОЙ МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЫ

А.Н. ЖОРОВА, И.А. МУЛЕНКО, А.Л. ХОМКИН

Статья посвящена вычислению электронных кинетических коэффициентов плазмы во внешнем магнитном поле с «нелогарифмической» точностью и исследованию поведения кинетических коэффициентов.

*Ключевые слова:* неидеальная плазма, кинетическое уравнение Больцмана, скобковый интеграл, электропроводность.

### ВВЕДЕНИЕ

При решении задач кинетики неидеальных газов и неидеальной плазмы широко используется метод кинетического уравнения [1-3]. В основе этого метода лежат уравнения для функций распределения частиц  $f_k$  (индекс  $k$  нумерует сорта частиц). В самом общем случае кинетическое уравнение является интегро-дифференциальным уравнением относительно искомой функции распределения частиц сорта  $k$ , зависящей от времени, координаты и скоростей частиц:  $f_k = f_k(t, \vec{r}_k, \vec{v}_k)$ . Кроме того, функция распределения зависит также от термодинамических величин системы (например, от температуры  $T$ , концентрации частиц  $n_k$  и т.д.) как от параметров. Одной из основных практических задач физической кинетики газов и плазмы является вычисление кинетических коэффициентов, таких как диффузия, теплопроводность, электропроводность, вязкость и т.д. [4-6].

Впервые строгий газокинетический расчет электропроводности полностью ионизованной плазмы, основанный на решении уравнения Фоккера-Планка, был выполнен в работах [7, 8]. Дальнейшие исследования [9-13] показали, что в области слабой и умеренной неидеальности ( $\Gamma \leq 1$ ) результаты расчетов электропроводности плазмы, полученные на основе решения уравнений Фоккера-Планка и Больцмана, практически совпадают.

Расчет кинетических коэффициентов газов, и особенно плазмы, в рамках метода кинетического уравнения представляет собой сложную и чрезвычайно трудоемкую задачу. И несмотря на то, что уже более 50 лет в периодической печати публикуются работы в этом направлении, возможности применения метода кинетического уравнения к расчету транспортных коэффициентов газов и плазмы далеко не исчерпаны. Большинство существующих сегодня результатов получены для высокотемпературной плазмы, где кулоновский логарифм  $\Lambda \gg 1$ . Большая величина  $\Lambda$  позволила на ранних этапах решения кинетического уравнения пренебречь многочисленными слагаемыми в транспортных сечениях, не содержащих логарифм. В последние годы появились эксперименты, где  $\Lambda < 1$  и даже обращается

в 0, измеренные как в постоянном электрическом, так и в магнитном полях [14]. Не прибегая к решению кинетического уравнения, предлагаются многочисленные эмпирические формулы типа  $\ln(1 + \frac{3}{\Gamma})$  и т.д. для проводимости в постоянном поле. Для проводимости в магнитном поле отсутствуют и эмпирические формулы.

Настоящая работа посвящена вычислению электронных кинетических коэффициентов плазмы во внешнем магнитном поле с «нелогарифмической» точностью и исследованию поведения кинетических коэффициентов при  $\Gamma \rightarrow 1$ . Поэтому основное внимание уделяется уточнению и использованию различных особенностей метода кинетического уравнения для плазмы и его применению к расчету кинетических коэффициентов плазмы. Простейшим кинетическим уравнением является уравнение Больцмана [1, 3]. В уравнении Больцмана учитываются только парные мгновенные столкновения частиц. Другими словами, предполагается, что характерная длительность столкновения намного меньше среднего времени между столкновениями. Кулоновское взаимодействие частиц плазмы является коллективным вследствие его дальнедействующего характера и процессов экранировки [6]. Заряженная частица постоянно находится во взаимодействии с окружающей средой, и ее столкновения нельзя считать мгновенными. Поэтому, формально, уравнение Больцмана не может быть применено к описанию кинетических процессов в плазме. Для этой цели используется диффузионное приближение [4], основанное на решении уравнения Фоккера-Планка.

Достаточно строгие теоретические результаты получены для разреженной плазмы при выполнении условия  $\Gamma \ll 1$ , где:  $\Gamma = e^2/r_D T$  – параметр неидеальности,  $r_D$  – радиус Дебая,  $e$  – заряд электрона. С ростом плотности при  $\Gamma \approx 1/6$  дебаевский радиус сравнивается со средним межчастичным расстоянием  $r_{cp}$  и при дальнейшем росте  $\Gamma$  оказывается  $r_D < r_{cp}$ . Очевидно, что в этих условиях использование  $r_D$  в качестве радиуса экранирования бессмысленно. Вместе с тем, параметр неидеальности  $\gamma = e^2/r_{cp} T$  остается меньше единицы в достаточно широком

диапазоне изменения внешних параметров (до  $\Gamma \leq 5$ ), что формально позволяет использовать газокинетический подход.

При учете рассеяния частиц на малые углы используются интегралы столкновений Ландау [4] и Ленарда-Балеску [14]. В обоих случаях имеется логарифмическая расходимость, обусловленная вкладом близких столкновений, поскольку выражения для интегралов столкновений [4, 14] были получены в предположении  $\chi \ll 1$  ( $\chi$  — угол рассеяния). Кроме того, диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon(k, \omega)$  сама зависит от функции распределения, что делает кинетическое уравнение существенно нелинейным и усложняет процесс его решения.

Интеграл столкновений, представляющий собой линейную комбинацию интегралов Больцмана, Ландау и Балеску-Ленарда, формально не требует введения обрезаний сечения рассеяния на малых и больших расстояниях. Предполагалось, что с его помощью удастся получить приемлемые значения проводимости умеренно неидеальной плазмы  $\Gamma \leq 1$ . Дальнейшие исследования показали, что комбинированный интеграл столкновений приводит к неправильному асимптотическому поведению проводимости при  $\Gamma \ll 1$ . Кроме того, сравнение теоретических расчетов [15] с экспериментом [16] оказалось неудовлетворительным и при  $\Gamma \leq 1$ .

Важно отметить также, что разработка регулярных аналитических методов решения различных типов кинетических уравнений сопряжена со значительными математическими трудностями как принципиального, так и вычислительного характера. По-видимому, до сих пор не существует регулярных методов оценки погрешности большинства типов кинетических уравнений, обусловленной пренебрежением членами высших порядков теории возмущений, справедливой в различных областях диаграммы состояний плазмы. Исключение составляет кинетическое уравнение с интегралом столкновений в так называемом « $\tau$  — приближении» (приближение времени столкновений), в котором интеграл столкновений имеет вид:  $Stf_k = (f_k - f_{k0})/\tau$ , где  $f_{k0}$  — равновесная функция распределения частиц сорта  $k$ . Интеграл столкновений « $\tau$  — приближения» имеет «локальный» характер в пространстве скоростей и поэтому фактически не отражает все возможные процессы столкновения частиц в плазме.

Для кинетического уравнения Больцмана разработан [1] регулярный метод его решения, справедливый для слабо неравновесных газов и основанный на разложении неравновесной поправки к функции распределения частиц в ряд по полной системе ортонормированных полиномов Сонина (метод Чепмена-Энскога). В качестве базисной используется также система сферических функций [3,11]. Несмотря на формальное

противопоказание, разработанный для нейтральных газов метод Чепмена-Энскога решения кинетического уравнения Больцмана с большим успехом применяется и для вычисления кинетических коэффициентов ионизованных газов и плазмы [9-13,15, 17-19].

Разработка и применение регулярных аналитических методов вычисления кинетических коэффициентов неидеальной плазмы имеет не только фундаментальное, но и важное прикладное значение. Всегда существует необходимость в создании методик расчета кинетических коэффициентов неидеальной плазмы [20,21], применимых в широкой области изменения внешних параметров и температуры. Такие широкодиапазонные методики используются для вычисления параметров рабочих сред плазменных и плазмохимических устройств. Для повышения точности и надежности этих методик в основу их разработки должны быть положены строгие газокинетические методы.

Поскольку электроны в плазме обладают значительно большей подвижностью по сравнению с массивными частицами: ионами, атомами, молекулами и т.д., определяющую роль для описания транспортных свойств плазмы играют электронные кинетические коэффициенты [6, 22] и, в частности, проводимость. В настоящей работе предполагается выполнить расчет компонент тензора электропроводности полностью ионизованной плазмы во внешнем магнитном поле на основе решения кинетического уравнения Больцмана. Как уже отмечалось, в области слабой неидеальности уравнение Больцмана для плазмы приводит к результатам, совпадающим с полученными на основе других кинетических уравнений. В области умеренной и сильной неидеальности вплоть до  $\gamma \approx 1$  ( $1/6 < \Gamma < 1$ ) можно использовать газокинетический подход, считая в первом приближении столкновения парными, рассматривая плазму как совокупность ячеек Вигнера-Зейтца и ограничивая транспортные сечения средним межчастичным расстоянием  $r_{cp}$ .

Несмотря на значительное число работ в этом направлении, остается ряд вопросов, решение которых, на наш взгляд, позволит уточнить вид зависимостей проводимости плазмы от различных ее параметров как в области слабой, так и сильной неидеальности. Особенно это касается магнитоактивной плазмы. К числу этих вопросов относятся следующие: выбор способа регуляризации транспортных сечений или кулоновского логарифма, учет высших приближений в разложении по полиномам Сонина и последовательное вычисление вкладов электрон-электронных столкновений.

Хорошо известно [5, 6, 9-11], что решение кинетических уравнений всегда является очень трудоемкой задачей. Поэтому даже после выполнения описанных выше операций ограничения транспортных сечений при рассеянии на малые



и большие углы (если в них есть необходимость) процесс решения уравнений все же остается достаточно сложным. При этом в ряде случаев идут на дополнительные упрощения выражений для самих сечений рассеяния или кулоновского логарифма [7, 11, 15, 23, 24]. Это обычно приводит к нерегулярной процедуре усреднения по скоростям во всем кинетическом уравнении, влечет за собой потерю большого количества членов в транспортных сечениях электрон-электронных столкновений высших порядков и появлению нефизических расходимостей электропроводности при различных значениях параметра неидеальности. В ряде работ [9, 10, 12, 17-19] ограничиваются небольшим числом членов (3-4) разложения в методе Чепмена-Энскога. При этом следует заметить, что процесс Чепмена-Энскога хорошо сходится только в тех случаях, когда транспортные сечения монотонно зависят от энергии сталкивающихся частиц. Если для кулоновского взаимодействия 4-е приближение Чепмена-Энскога дает погрешность  $\sim 10^{-3}$ , то при учете электрон-атомных столкновений (сечения рассеяния не монотонно зависят от энергии) для достижения той же точности приходится учитывать 15 и более членов разложения. С ростом числа полиномов в разложении растет и число нелогарифмических членов в транспортных сечениях. Поэтому пренебрежение высшими приближениями может привести к значительной погрешности для слабоионизованной плазмы, когда степень ионизации  $\alpha \leq 10^{-3}$  и электрон-атомные столкновения играют определяющую роль. Число работ, посвященных вычислению проводимости магнитоактивной плазмы, основанных на решения кинетических уравнений, невелико [25, 26], при этом в [25] вообще пренебрегается электрон-электронными столкновениями. Учет вклада электрон-электронных столкновений осуществляется введением спитцеровского множителя  $\gamma_E$ , что также является некорректным, поскольку, как показано в [13, 27],  $\gamma_E$  зависит не только от зарядового числа ионов, но и является функцией параметра неидеальности.

Поэтому целью настоящей работы является расчет продольных поперечных и холловских компонент тензора электропроводности неидеальной полностью ионизованной плазмы на основе решения кинетического уравнения Больцмана. Имея в виду в дальнейшем расчет компонент тензора проводимости частично ионизованной магнитоактивной плазмы, вычисления проводятся с учетом 20-го приближения в разложении неравновесной поправки к функции распределения в ряд по полиному Сонина. В работе выполняется единообразное усреднение всех членов кинетического уравнения по скоростям без дополнительных упрощений сечений рассеяния и кулоновского логарифма. При вычислении транспортных сечений рассеяния заряженных частиц учитываются нелогарифмиче-

ские члены, которые также являются функциями энергии сталкивающихся частиц. Интерполяция между областями слабой и сильной неидеальности осуществляется на этапе расчета транспортных сечений.

## 1. КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ БОЛЬЦМАНА ДЛЯ ПОЛНОСТЬЮ ИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Рассмотрим неидеальную полностью ионизованную плазму, находящуюся в постоянном во времени и однородном магнитном поле. Кинетическое уравнение для одночастичной функции распределения электронов с учетом столкновений имеет вид:

$$\frac{df_e}{dt} = St(f_e), \quad (1)$$

где  $\frac{df_e}{dt}$  — оператор дифференцирования по времени, взятый вдоль фазовой траектории,  $St(f_e)$  — интеграл столкновений, характеризующий изменение функции распределения электронов  $f_e$  в результате столкновений со всеми сортами части плазмы. В общем случае  $f_e$  зависит от времени  $t$ , координат  $\vec{r}_e$  и скоростей  $\vec{v}_e$  электрона  $f_e = f_e(t, \vec{r}_e, \vec{v}_e)$ . Поэтому полная производная по времени вдоль фазовой траектории равна:

$$\frac{df_e}{dt} = \frac{\partial f_e}{\partial t} + (\vec{v}_e \vec{\nabla}) f_e + (\vec{F}_e \vec{\nabla}_{\vec{p}_e}) f_e, \quad (2)$$

(в отсутствие столкновений, согласно теореме Лиувилля [4]  $df_e/dt = 0$ ),  $\vec{\nabla}_{\vec{p}_e}$  — градиент в пространстве импульсов. Интеграл столкновений Больцмана имеет вид:

$$St(f_e) = \sum_j \iiint [f_e(\vec{v}'_e) f_e(\vec{v}'_j) - f_e(\vec{v}_e) f_j(\vec{v}_j)] g_{ej} b db d\phi d\vec{v}_j, \quad (3)$$

где  $b$ ,  $\phi$  — прицельный параметр и угол рассеяния,  $g_{ej}$  — относительная скорость столкновения электронов с частицами сорта  $j$ , суммирование в (3) выполняется по всем сортам частиц,  $\vec{v}_e, \vec{v}_j$  и  $\vec{v}'_e, \vec{v}'_j$  — скорости частиц до и после столкновения. С учетом (2,3) кинетическое уравнение Больцмана запишется в виде:

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + (\vec{v}_e \vec{\nabla}) f_e + (\vec{F}_e \vec{\nabla}_{\vec{p}_e}) f_e = \sum_j \iiint [f_e(\vec{v}'_e) f_e(\vec{v}'_j) - f_e(\vec{v}_e) f_j(\vec{v}_j)] g_{ej} b db d\phi d\vec{v}_j. \quad (4)$$

В отсутствие переменного внешнего поля функция распределения электронов не зависит явно от времени, поэтому  $\partial f_e / \partial t = 0$ . На электрон действует сила Лоренца:

$$\vec{F} = -e \left( \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v}_e, \vec{H}] \right), \quad (5)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $\vec{E}, \vec{H}$  — напряженности электрического и магнитного полей,  $c$  —

скорость света. Таким образом, окончательно, уравнение Больцмана для магнитоактивной плазмы в стационарном случае имеет вид:

$$(\vec{v}_e \nabla) f_e - e \left( \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v}_e, \vec{H}] \right) \vec{\nabla}_{\vec{p}_e} f_e = \sum_j \iiint [f_e(\vec{v}'_e) f_e(\vec{v}'_j) - f_e(\vec{v}_e) f_j(\vec{v}_j)] g_{ej} b db d\phi d\vec{v}_j. \quad (6)$$

Уравнение Больцмана (6) является нелинейным интегро-дифференциальным уравнением.

## 2. МЕТОД ЧЕПМЕНА-ЭНСКОГА

Кинетическое уравнение (6) может быть решено методом Чепмена-Энскога [1] в случае слабо неравновесной плазмы. Согласно этому методу функция распределения  $f_e$  ищется в виде:

$$f_e(\vec{v}_e) = f_e^0(\vec{v}_e) + \vec{v}_e f_e^1(\vec{v}_e), \quad (7)$$

где:  $f_e^0(\vec{v}_e) = n_e (m_e/2\pi T)^{3/2} \exp(-m_e v_e^2/2T)$  — равновесная (максвелловская) функция распределения электронов,  $f_e^1(\vec{v}_e) = -f_e^0(\vec{v}_e) \vec{\Phi}_e(\vec{v}_e)$ ,  $m_e$  — масса электрона. Неравновесная поправка  $\vec{v}_e f_e^1(\vec{v}_e)$  к функции распределения  $f_e(\vec{v}_e)$  предполагается малой. Это допущение позволяет линеаризовать уравнение (6):

$$\vec{v}_e \frac{\partial f_e^0(\vec{v}_e)}{\partial \vec{r}} - \frac{e}{m_e} \left( \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v}_e, \vec{H}] \right) \frac{\partial f_e^0(\vec{v}_e)}{\partial \vec{v}_e} = \sum_j \vec{J}_{ej}, \quad (8)$$

где:

$$\vec{J}_{ej} = \iiint f_e^0 f_j^0 [\vec{v}_e \vec{\Phi}_e(\vec{v}_e) + \vec{v}_j \vec{\Phi}_j(\vec{v}_j) - \vec{v}'_e \vec{\Phi}'_e(\vec{v}'_e) - \vec{v}'_j \vec{\Phi}'_j(\vec{v}'_j)] g_{ej} b \left| \frac{db}{d\chi} \right| d\chi d\phi d\vec{v}_j, \quad (9)$$

$\chi$  — угол рассеяния. В левую часть уравнения (8) входит только равновесная функция  $f_e^0(\vec{v}_e)$ , так как в линейном приближении возмущение скорости частиц и индуцированные поля в плазме также рассматриваются как малые величины. Кроме того, слабое внешнее возмущение не нарушает равновесного состояния массивных компонент плазмы: ионной, атомарной и т.д. Вектор возмущения  $\vec{\Phi}_e(\vec{v}_e)$  разлагается в ряд по полиномам Сонина  $S_r^{3/2}(x)$  степени  $r$  и порядка  $3/2$  [10]:

$$\vec{\Phi}_e(\vec{v}_e) = \sum_{r=0}^{\infty} \vec{P}_r^e S_r^{3/2} \left( \frac{m_e \vec{v}_e^2}{2T} \right). \quad (10)$$

Векторы  $\vec{P}_r^e$  в (10) играют роль неопределенных множителей Лагранжа и подлежат вычислению.

Подставляя разложение (10) в (8) с учетом (9), умножая полученное уравнение на величину  $\frac{2}{n_e} \frac{m_e}{2T} \vec{v}_e S_n^{3/2} \left( \frac{m_e \vec{v}_e^2}{2T} \right)$  и выполняя интегрирование по скоростям электронов  $\vec{v}_e$ , получим бесконечную систему линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных векторов  $\vec{P}_r^e$ :

$$3\delta_{n0} \left[ \frac{\partial \ln(n_e T)}{\partial \vec{r}} - \frac{e\vec{E}}{T} \right] - \frac{15}{2} \delta_{n1} \frac{\partial \ln T}{\partial \vec{r}} - \frac{(2n+3)!!}{2^n n!} \omega_e [\vec{P}_n^e, \vec{h}] = - \sum_{r=0}^{\infty} L_{rn}^e \vec{P}_r^e. \quad (11)$$

Здесь  $\omega_e = eH/m_e c$  — электронная циклотронная частота,  $\vec{h} = \vec{H}/H$  — единичный вектор в направлении магнитного поля. Приближенное решение системы уравнений (11) можно получить путем ее редукции. В настоящей работе номер максимального члена в разложении (10) выбирался равным двадцати, иначе говоря, система уравнений (11) содержит 21 векторное уравнение относительно неизвестных векторов  $\vec{P}_r^e$ :  $n=0,1,2,\dots,20$ . Коэффициенты  $L_{rn}^e$  носят название скобочных интегралов и определяются выражениями [10]:

$$L_{rn}^e = - \frac{2}{n_e} \frac{m_e}{2T} \times \sum_j \iiint f_e^0 f_j^0 \vec{v}_e S_n^{3/2} \left( \frac{m_e \vec{v}_e^2}{2T} \right) g_{ej} b \left| \frac{db}{d\chi} \right| d\chi d\phi d\vec{v}_e d\vec{v}_j \times \left[ \vec{v}_e S_r^{3/2} \left( \frac{m_e \vec{v}_e^2}{2T} \right) - \vec{v}_e S_r^{3/2} \left( \frac{m_e \vec{v}_e^2}{2T} \right) + \vec{v}_j S_r^{3/2} \left( \frac{m_j \vec{v}_j^2}{2T} \right) - \vec{v}_j S_r^{3/2} \left( \frac{m_j \vec{v}_j^2}{2T} \right) \right]. \quad (12)$$

Систему векторных уравнений (11) относительно неизвестных векторов  $\vec{P}_r^e$  можно рассматривать как совокупность трех систем скалярных уравнений для их компонент  $\vec{P}_r^e = (P_{rx}^e, P_{ry}^e, P_{rz}^e)$ .

Причем составляющие векторов  $\vec{P}_r^e$ , параллельные магнитному полю  $P_{rz}^e$ , образуют независимую систему уравнений. Остальные пары компонент каждого из векторов  $\vec{P}_r^e$ , лежащие в плоскости, перпендикулярной  $\vec{H}$ , образуют систему связанных уравнений. Поэтому, на самом деле, имеются две системы уравнений для продольной и поперечной составляющих векторов  $\vec{P}_r^e$ . Не ограничивая общности дальнейших рассуждений, направим вектор  $\vec{H}$  вдоль оси  $z$  (компоненты вектора  $\vec{h} = (0, 0, 1)$ ). Направление вектора напряженности электрического поля  $\vec{E}$  будем считать произвольным. Система уравнений для продольных компонент  $P_{rz}^e$  векторов  $\vec{P}_r^e$  совпадает с аналогичной системой уравнений для плазмы без магнитного поля [10, 13]. Мы ее здесь не приводим, поскольку, как хорошо известно [28], присутствие внешнего магнитного поля не влияет на компоненты скорости движения заряженных частиц, параллельные полю  $\vec{H}$ . В итоге продольная проводимость плазмы  $\sigma_{zz}$  вдоль направления  $\vec{H}$  совпадает с проводимостью плазмы без магнитного поля.

Поперечные компоненты  $\vec{P}_{r\perp}^e$  векторов  $\vec{P}_r^e$  определяются из следующей системы уравнений:

$$3\delta_{n0} \left[ \left( \frac{\partial \ln(n_e T)}{\partial \vec{r}} \right)_{\perp} - \left( \frac{e\vec{E}_{\perp}}{T} \right) \right] - \frac{15}{2} \delta_{n1} \left( \frac{\partial \ln T}{\partial \vec{r}} \right)_{\perp} - \frac{(2n+3)!!}{2^n n!} \omega_e [\vec{P}_{n\perp}^e, \vec{h}] = - \sum_{r=0}^{\infty} L_m^e \vec{P}_{r\perp}^e. \quad (13)$$

Нижний индекс  $\perp$  обозначает компоненту соответствующего вектора, лежащую в плоскости, перпендикулярной  $\vec{H}$ :  $\vec{A}_{\perp} = \vec{i}A_x + \vec{j}A_y$ .

Наиболее трудоемкой операцией при решении кинетического уравнения Больцмана методом Чепмена-Энскога является вычисление скобочных интегралов (12), особенно в случае столкновения частиц одинаковой массы (электрон-электронные столкновения). Кратность интеграла в правой части (12) равна восьми. Проводя вычисления в общем виде путем перехода от лабораторной системы координат к системе центра масс, можно, после интегрирования по углам, снизить кратность интеграла до 5:

$$L_m^{ej} = -\frac{16}{\pi} \left( \frac{m_e}{2T} \right)^{5/2} \left( \frac{m_j}{2T} \right)^{3/2} \times \int_0^{\infty} g^3 dg \int_0^{\infty} G^2 dG \exp \left[ -\frac{1}{2T} \left( (m_e + m_j) G^2 + \frac{m_e m_j}{m_e + m_j} g^2 \right) \right] \times \int_0^{\pi} b \left| \frac{db}{d\chi} \right| d\chi \int_0^{\pi} \sin \theta' d\theta' \int_0^{2\pi} d\phi (\vec{G} - M_j \vec{g}) S_n^{3/2} \times \left( \frac{m_e}{2T} (\vec{G} - M_j \vec{g})^2 \right) \left[ (\vec{G} - M_j \vec{g}') S_r^{3/2} \left( \frac{m_e}{2T} (\vec{G} - M_j \vec{g}')^2 \right) - (\vec{G} - M_j \vec{g}) \times S_r^{3/2} \left( \frac{m_e}{2T} (\vec{G} - M_j \vec{g})^2 \right) + (\vec{G} + M_e \vec{g}') S_r^{3/2} \left( \frac{m_j}{2T} (\vec{G} + M_e \vec{g}')^2 \right) - (\vec{G} + M_e \vec{g}) S_r^{3/2} \left( \frac{m_j}{2T} (\vec{G} + M_e \vec{g})^2 \right) \right]. \quad (14)$$

В (14) введены следующие обозначения:  $\vec{G}$  — скорость центра масс системы двух частиц,  $\vec{g}$ ,  $\vec{g}'$  — относительные скорости частиц до и после столкновения,

$$M_j = m_j / (m_e + m_j); M_e = m_e / (m_e + m_j). \quad (15)$$

Столкновения частиц считаются упругими, поэтому  $|\vec{g}'| = |\vec{g}|$ .

Вычисление скобочных интегралов  $L_m^{ej}$  для случая столкновений электронов с массивными частицами: ионами  $L_m^{ei}$ , атомами  $L_m^{ea}$ , молекулами  $L_m^{em}$  и т.д. может быть проведено в общем виде независимо от типа потенциала межчастичного взаимодействия. Как уже отмечалось, слабое внешнее возмущение не нарушает

максвелловского распределения массивных компонент. Поэтому, проводя интегрирование по углам и абсолютной величине скорости центра масс системы и пренебрегая слагаемыми, пропорциональными  $m_e/m_j \ll 1$ , получим:

$$L_m^{ej} = 16n_j \sqrt{\frac{T}{2\pi m_e}} \times \int_0^{\infty} y^5 e^{-y^2} \sigma_1^{ej}(y^2) S_r^{3/2}(y^2) S_n^{3/2}(y^2) dy, \quad (16)$$

где:  $y^2 = \frac{m_e g^2}{2T}$ . Транспортное сечение рассеяния электронов на частицах сорта  $j$  первого порядка определяется выражением:

$$\sigma_1^{ej} = 2\pi \int_0^{\pi} b \left| \frac{db}{d\chi} \right| (1 - \cos \chi) d\chi. \quad (17)$$

Так как в настоящей работе рассматривается полностью ионизованная плазма, то требуется вычислить только сечение электрон-ионного рассеяния  $\sigma_1^{ei}$ . При  $\Gamma \ll 1$  используется кулоновский потенциал с обрезанием сечения на дебаевском радиусе  $r_D$ , что исключает расхожимость при рассеянии на малые углы. В этом случае  $\sigma_1^{ei}$  равно [29]:

$$\sigma_1^{ei} = 2\pi b_0^2 \ln \left[ 1 + \left( \frac{r_D}{b_0} \right)^2 \right], \quad (18)$$

где:  $b_0 = e^2/mg^2$ . При  $\Gamma \geq 1/6$  используется так называемый короткодействующий кулоновский потенциал (ККП, muffin-teen — потенциал). В этом случае сечение рассеяния первого порядка определяется выражением:

$$\sigma_1^{ei} = 2\pi r_{\text{ср}}^2 \left\{ \frac{\xi^2}{(\xi^2 - 1)^2} \ln \xi^2 - \frac{1}{\xi^2 - 1} \right\}, \quad (19)$$

где:  $\xi = r_{\text{ср}}/b_0 \pm 1$ , знак минус отвечает рассеянию разноименных зарядов, знак плюс — одноименных. В массовых расчетах в дальнейшем для радиуса экранирования (максимального прицельного параметра) между областью слабой и сильной неидеальности используется интерполяция вида:

$$r_{\text{ср}}, b_{\text{max}} = \sqrt{r_D^2 + r_{\text{ср}}^2}. \quad (20)$$

При этом сохраняется зависимость кулоновского логарифма от относительной скорости сталкивающихся частиц.

Вычисление скобочных интегралов для электрон-электронных столкновений представляет собой довольно трудоемкую задачу и не может, как в предыдущем примере, быть проведено в общем виде. Поэтому каждый скобочный интеграл  $L_m^{ee}$  для электрон-электронных столкновений приходится вычислять отдельно. При этом требуется проводить большое количество



рутинных математических вычислений, выполнять преобразования промежуточных выражений, содержащих иногда десятки и сотни тысяч членов. Ясно, что выполнение этих операций «вручную» для высших приближений  $r, n > 4$  практически неосуществимо. Вместе с тем, прямое численное интегрирование выражений вида (14), зависящих к тому же от нескольких термодинамических параметров системы, также представляется бесперспективным. Следует, однако, заметить, что достаточно строгий алгоритм метода Чепмена-Энскога и самой процедуры вычисления скобочных интегралов может быть автоматизирован. Хорошо известно (см. например [30]), что уже достаточно давно разрабатываются программные методы и системы, позволяющие с помощью ЭВМ выполнять аналитические преобразования математических выражений (методы компьютерной алгебры и системы аналитических вычислений (САВ)). К настоящему времени уже создано значительное количество систем аналитических вычислений, различающихся по сложности, широте охвата и специализации решаемых задач. Широко распространены такие универсальные системы как MathCAD, Math Lab, Maple и др.

Следует заметить, что универсальные САВ, непригодны для решения задач, связанных с проведением длительных аналитических преобразований и требующих больших объемов оперативной памяти компьютера. Для этого требуется разработка специализированных систем аналитических вычислений, ориентированных на определенный класс задач или даже на одну задачу. Нами была разработана специализированная САВ для вычисления скобочных интегралов вида (14), описывающих столкновения частиц одинаковой массы [31]. Алгоритмы различных операций, необходимых для расчета интегралов вида (14), таких как вычисление сумм и факториалов, приведение подобных членов, вычисление определенных интегралов по различным переменным с использованием таблиц, исключение нулевых членов, оценка погрешности и т.д., описаны в [31] и здесь не приводятся ввиду ограниченного объема статьи. Отметим лишь тот факт, что разработанная нами система аналитических вычислений позволяет рассчитывать скобочные интегралы (14), описывающие столкновения любых частиц одинаковой массы, а не только электрон-электронные столкновения. Поскольку эта задача в [31] решена в общем виде для произвольных типов потенциалов взаимодействия частиц и транспортных сечений рассеяния.

Аналитический расчет (14) с помощью ЭВМ на основе разработанной в [31] САВ приводит для скобочных интегралов электрон-электронных столкновений к следующему результату [31]:

$$L_m^{ee} = 8n_e \sqrt{\frac{T}{\pi m_e}} \int_0^\infty y^3 e^{-y^2} \sum_{k=1}^{n/2} \sigma_{(2k)}^{ee}(y^2) \sum_{i=1}^r K_i^k y^{2i} dy, \quad (21)$$

где:  $\sigma_{(2k)}^{ee}(y^2)$  — транспортное сечение электрон-электронного рассеяния порядка  $2k$ ,  $K_i^k$  — постоянные коэффициенты, вычисленные в результате выполнения аналитических преобразований на ЭВМ. Таблицы этих коэффициентов для 1-4-го приближения метода Чепмена-Энскога приведены в [9], для 5-7-го приближения — в [32], для 8-го приближения в качестве примера — в [31]. В данной работе мы ограничиваемся 20-м приближением Чепмена-Энскога при вычислении компонент тензора проводимости, хотя разработанная в [31] САВ позволяет считать и более высокие приближения. Таблицы коэффициентов более высоких приближений в рамках статьи привести не представляется возможным ввиду их большого объема.

Коэффициенты  $L_m^{ee}$  образуют симметричную матрицу. Ввиду того, что передача импульса между частицами одинаковой массы при упругих столкновениях в среднем равна нулю, выражение (21) содержит только транспортные сечения рассеяния  $\sigma_{(2k)}^{ee}(y^2)$  четных порядков, кроме того, все величины вида  $L_{n0}^{ee} = L_{0n}^{ee} = 0$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$ . Транспортные сечения электрон-электронных столкновений высших порядков вычисляются по формуле [29]:

$$\sigma_{2k}^{ee} = 2\pi \int_0^\pi b \left| \frac{db}{d\chi} \right| (1 - \cos^{2k} \chi) d\chi. \quad (22)$$

Использование 20-го приближения Чепмена-Энскога требует также и расчета транспортных сечений четных порядков до 20-го включительно. Для кулоновского потенциала и короткодействующего кулоновского потенциала, используемых в данной работе, эти сечения могут быть вычислены аналитически в явном виде. Здесь также с ростом порядка сечения объем необходимых аналитических вычислений факториально растет. Процедура вычисления транспортных сечений высших порядков для кулоновского потенциала и ККП также может быть автоматизирована. Причем для решения этой задачи может быть использована любая из универсальных САВ. Методика аналитического расчета транспортных сечений электрон-электронных столкновений высших порядков с применением системы MathCAD описана нами в [33]. Для примера приведем здесь выражения для нескольких первых транспортных сечений: для кулоновского потенциала:

$$\sigma_2^{ee} = 4\pi b_0^2 \left\{ \ln \left[ 1 + (r_D/b_0)^2 \right] - \frac{(r_D/b_0)^2}{1 + (r_D/b_0)^2} \right\},$$

$$\sigma_4^{ee} = \frac{8}{3} \pi b_0^2 \times$$

$$\times \left\{ 3 \ln \left[ 1 + (r_D/b_0)^2 \right] - \frac{5(r_D/b_0)^6 + 6(r_D/b_0)^4 + 3(r_D/b_0)^2}{(1 + (r_D/b_0)^2)^3} \right\},$$

$$\sigma_6^{ee} = \frac{4}{5} \pi b_0^2 \left\{ 15 \ln \left[ 1 + \left( \frac{r_D}{b_0} \right)^2 \right] - \right. \quad (23)$$

$$\left. \frac{31 \left( \frac{r_D}{b_0} \right)^{10} + 80 \left( \frac{r_D}{b_0} \right)^8 + 110 \left( \frac{r_D}{b_0} \right)^6 + 60 \left( \frac{r_D}{b_0} \right)^4 + 15 \left( \frac{r_D}{b_0} \right)^2}{\left( \left( \frac{r_D}{b_0} \right)^2 + 1 \right)^5} \right\},$$

для короткодействующего кулоновского потенциала:

$$\sigma_2^{ee} = 8 \pi r_{cp}^2 \xi^2 \left\{ \frac{\xi^2 + 1}{(\xi^2 - 1)^3} \ln \xi - \frac{1}{(\xi^2 - 1)^2} \right\},$$

$$\sigma_4^{ee} = \frac{16}{3} \pi r_{cp}^2 \xi^2 \left\{ \frac{3(\xi^2 + 1)^3}{(\xi^2 - 1)^5} \ln \xi - \frac{4(\xi^2 + \xi + 1)(\xi^2 - \xi + 1)}{(\xi^2 - 1)^4} \right\},$$

$$\sigma_6^{ee} = \frac{8}{5} \pi r_{cp}^2 \xi^2 \left\{ \frac{15(\xi^2 + 1)^5}{(\xi^2 - 1)^7} \ln \xi - \frac{(23\xi^8 + 48\xi^6 + 98\xi^4 + 48\xi^2 + 23)}{(\xi^2 - 1)^6} \right\}. \quad (24)$$

Выражения (23, 24) содержат нелогарифмические члены, которые также как и кулоновский логарифм являются функциями скорости сталкивающихся частиц и уже при  $\Gamma \sim 0,1$  дают заметный  $\sim 20\%$  вклад в транспортные сечения и которыми зачастую пренебрегается. Применение различного рода упрощений, сводящихся к замене выражений под знаком кулоновского логарифма их средними по максвелловскому распределению значениями, и пренебрежение нелогарифмическими членами приводит к появлению нефизических расходимостей транспортных коэффициентов при определенных значениях параметра неидеальности. Транспортные сечения высших порядков имеют структуру аналогичную (23) и (24). С увеличением порядка  $2k$  выражения для  $\sigma_{(2k)}^{ee}(y^2)$  становятся более громоздкими, поэтому мы также их здесь не приводим. С помощью методики, разработанной в [33], получены выражения для  $\sigma_{(2k)}^{ee}(y^2)$  до 20-го порядка включительно.

#### 4. АНАЛИТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ КОМПОНЕНТ ТЕНЗОРА ПРОВОДИМОСТИ ПОЛНОСТЬЮ ИОНИЗОВАННОЙ МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЫ

Определив из решения кинетического уравнения Больцмана функцию распределения электронов, можно непосредственно перейти к вычислению компонент тензора проводимости плазмы  $\sigma_{ik}$ . Величины  $\sigma_{ik}$  являются коэффициентами пропорциональности между компонентами тока  $J_i$  и электрического поля  $E_k$  в законе Ома [28]:

$$J_i = \sigma_{ik} E_k, \quad i, k = 1, 2, 3. \quad (25)$$

По повторяющимся индексам выполняется суммирование. С другой стороны, электрический ток в плазме может быть вычислен через первый момент функции распределения электронов [10]:

$$\vec{j} = -e \int_0^\infty \vec{v}_e f_e(\vec{v}_e) d\vec{v}_e. \quad (26)$$

Вычисляя коэффициенты разложения (10) из решения системы уравнений (11) и подставляя полученную функцию распределения в виде (7) в выражение (26), для различных компонент плотности тока имеем:

$$j_x = -\frac{n_e e T}{m_e} P_{0x}^e, \quad j_y = -\frac{n_e e T}{m_e} P_{0y}^e, \quad j_z = -\frac{n_e e T}{m_e} P_{0z}^e. \quad (27)$$

Как следует из (27), для вычисления компонент тензора проводимости из всего набора коэффициентов  $\vec{P}_r^e$  вектора возмущения  $\vec{\phi}_e(\vec{v}_e)$  в (10) достаточно знать только компоненты вектора  $\vec{P}_0^e$ , которые определяются выражениями:

$$P_{0z}^e = -\frac{3eE_z}{T} \frac{\Delta_{00}}{\Delta}, \quad P_{0x}^e = -\frac{3e}{T} \left( E_x \frac{\Delta'_{00}}{\Delta'} - E_y \frac{\Delta'_{01}}{\Delta'} \right), \quad P_{0y}^e = -\frac{3e}{T} \left( E_x \frac{\Delta'_{10}}{\Delta'} + E_y \frac{\Delta'_{11}}{\Delta'} \right). \quad (28)$$

Подставляя (28) в (27) и сравнивая полученные соотношения с выражениями (25), для компонент тензора проводимости магнитоактивной плазмы получим:

$$\sigma_{ik} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & 0 \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{pmatrix}, \quad (30)$$

где:  $\sigma_{zz} = \frac{3n_e e^2}{m_e} \frac{\Delta_{00}}{\Delta}$  — продольная;

$$\sigma_{xx} = \frac{3n_e e^2}{m_e} \frac{\Delta'_{00}}{\Delta'}, \quad \sigma_{yy} = \frac{3n_e e^2}{m_e} \frac{\Delta'_{11}}{\Delta'}$$

( $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$ ) — поперечные;  $\sigma_{xy} = -\frac{3n_e e^2}{m_e} \frac{\Delta'_{01}}{\Delta'}$ ,

$$\sigma_{yx} = \frac{3n_e e^2}{m_e} \frac{\Delta'_{10}}{\Delta'} \quad (\sigma_{xy} = -\sigma_{yx})$$

— холловские компоненты тензора проводимости. Определители  $\Delta$  и  $\Delta'$  имеют вид:

$$\Delta = \begin{vmatrix} L_{00} & L_{01} & \dots & L_{020} \\ L_{10} & L_{11} & \dots & L_{120} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ L_{200} & L_{201} & \dots & L_{2020} \end{vmatrix}, \quad (31)$$

Таблица 1

$$\Delta' = \begin{pmatrix} L_{00} & A_0 \omega_e L_{01} & 0 & L_{02} & 0 & L_{03} & 0 & L_{04} & 0 & L_{05} & 0 & \dots & L_{0,20} & 0 \\ -A_0 \omega_e L_{00} & L_{01} & 0 & L_{02} & 0 & L_{03} & 0 & L_{04} & 0 & L_{05} & \dots & 0 & L_{0,20} \\ L_{10} & 0 & L_{11} & A_1 \omega_e L_{12} & 0 & L_{13} & 0 & L_{14} & 0 & L_{15} & 0 & \dots & L_{1,20} & 0 \\ 0 & L_{10} & A_1 \omega_e L_{11} & L_{12} & 0 & L_{13} & 0 & L_{14} & 0 & L_{15} & \dots & 0 & L_{1,20} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ L_{20,0} & 0 & L_{20,1} & 0 & L_{20,2} & 0 & L_{20,3} & 0 & L_{20,4} & 0 & L_{20,5} & 0 & \dots & L_{20,20} & A_{20} \omega_e \\ 0 & L_{20,0} & 0 & L_{20,1} & 0 & L_{20,2} & 0 & L_{20,3} & 0 & L_{20,4} & 0 & L_{20,5} & \dots & -A_{20} \omega_e & L_{20,20} \end{pmatrix} \quad (32)$$

Здесь  $A_n = \frac{(2n+3)!!}{2^n n!}$ , величины  $\Delta_{ik}$  и  $\Delta'_{ik}$  — миноры соответствующих элементов в определителях  $\Delta$  и  $\Delta'$ . Ввиду того, что многие элементы определителя  $\Delta'$  равны нулю при выполнении численных расчетов его использование оказывается неудобным из-за возникновения машинных нулей. Поэтому в конечном итоге при решении системы уравнений (6) приходится выражать  $x$ -компоненты всех векторов  $\vec{P}_{r\perp}^e$  через линейные комбинации их  $y$ -компонент, а затем получившиеся две системы уравнений для величин  $P_{nx}^e$  и  $P_{ny}^e$  ( $n = 0, 1, \dots, 20$ ) решать отдельно. Схема такого решения очевидна, получающиеся при этом чрезвычайно громоздкие выражения здесь не приводятся. Полученные выражения (30-32) позволяют рассчитать зависимости всех компонент тензора проводимости полностью ионизованной магнитоактивной плазмы от параметра неидеальности и степени замагниченности.

**5. ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ КОМПОНЕНТ ТЕНЗОРА ПРОВОДИМОСТИ ПОЛНОСТЬЮ ИОНИЗОВАННОЙ МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЫ. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ**

При выполнении численных расчетов вычислялись приведенные значения компонент тензора проводимости:  $\sigma_{ik}^* = \sigma_{ik} / \sigma_0$ , где:  $\sigma_0 = 3\sqrt{\pi} T^{3/2} / (8\sqrt{m_e} e^2)$ ,  $i, k = x, y, z$ . Для полностью ионизованной плазмы зависимости всех компонент тензора  $\sigma_{ik}$  от термодинамических параметров и напряженности магнитного поля могут быть представлены в виде функций от двух независимых безразмерных параметров: неидеальности  $\Gamma$  и замагниченности  $\omega_e \tau_0$ . Причем характерное время  $\tau_0$  определяется формулой  $\tau_0 = \sqrt{\pi m_e T^3} / (8 n_e e^4)$ . Отметим, что продольная компонента фактически всегда совпадает с проводимостью плазмы без магнитного поля [28]. Как уже упоминалось, в настоящей работе используется 20-е приближение Чепмена-Энскога. Таблица 1 иллюстрирует сходимость процесса Чепмена-Энскога с увеличением числа членов в разложении (10) для значений  $\Gamma = 0, 0,1$  и  $\omega_e \tau_0 = 1$ . Как видно из таблицы, 11-е приближение дает

Компоненты тензора проводимости			
Размер матрицы	$\sigma_{zz}$	$\sigma_{xx}$	$\sigma_{xy}$
2	1,3323737	0,818828	0,618743
3	1,3422220	0,849491	0,616221
4	1,3465548	0,852242	0,615770
5	1,3481387	0,853154	0,616270
6	1,3487653	0,853681	0,616508
7	1,3490434	0,853933	0,616576
8	1,3491735	0,854045	0,616603
9	1,3493494	0,854077	0,616721
10	1,3495288	0,854147	0,616813
11	1,3495289	0,854153	0,616789

погрешность  $\sim 10^{-6}$  для продольной,  $\sim 10^{-5}$  для поперечных и  $\sim 10^{-4}$  для холловских компонент тензора проводимости полностью ионизованной плазмы. Аналогичным образом процесс Чепмена-Энскога сходится и для других значений параметров неидеальности  $\Gamma$  и замагниченности  $\omega_e \tau_0$ . Вместе с тем, сходимость процесса Чепмена-Энскога для электрон-атомных  $e-a$  столкновений может быть значительно хуже (рис. 1), особенно в тех случаях, когда сечение рассеяния не монотонно зависит от энергии. Это имеет место, например, в плазме инертных газов, где сечение  $e-a$  — рассеяния имеет так называемый минимум Рамзауэра [22] (рис. 1).

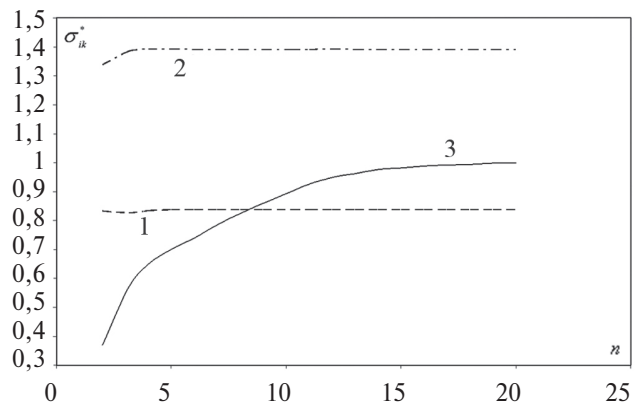


Рис. 1. Сходимость процесса Чепмена-Энскога для различных компонент тензора проводимости плазмы:  $n$  — число членов в разложении (10), 1—  $\sigma_{xx}$  — поперечная компонента, 2—  $\sigma_{xy}$  — холловская компонента, 3—  $\sigma_{ea}$  — сходимость процесса Чепмена-Энскога для электрон-атомных столкновений в плазме аргона

На рис. 2  $a-z$  представлены зависимости всех компонент тензора проводимости  $\sigma_{ik}^*$  от параметра замагниченности  $\omega_e \tau_0$ , нормированные на  $\sigma_0$ : а) кулоновский потенциал,  $\Gamma = 0, 1$ ; б) короткодействующий кулоновский потенциал,  $\Gamma = 1$ ; в) интерполяция по прицельному параметру между  $r_{cp}$  и  $r_D$ ,  $\Gamma = 0, 1$ ; г) интерполяция по радиусу экранирования между  $r_D$  и  $r_{cp}$ ,  $\Gamma = 1$ . Использование интерполяции вызвано необходимостью разработки широкодиапазонных методик расчета электропроводности плазмы.



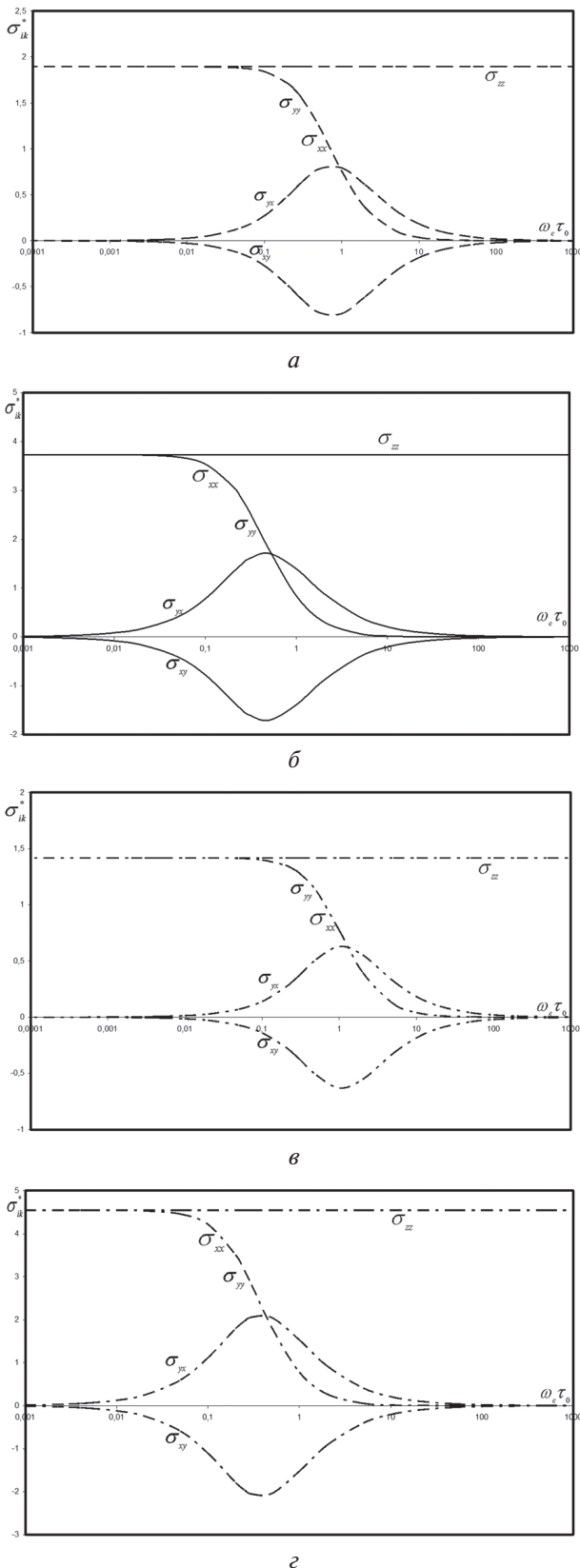


Рис. 2. Зависимости приведенных значений компонент тензора проводимости полностью ионизованной плазмы  $\sigma_{ik}^*$  от параметра замагниченности  $\omega_e \tau_0$  для различных значений параметра неидеальности  $\Gamma$ : а — кулоновский потенциал:  $\Gamma = 0,1$ ; б — короткодействующий кулоновский потенциал:  $\Gamma = 1$ ; в — интерполяция по прицельному параметру:  $\Gamma = 0,1$ ; г — интерполяция по радиусу экранирования:  $\Gamma = 1$

Как видно из рис. 2, при малых значениях параметра замагниченности  $\omega_e \tau_0$  плазма по-прежнему проводит как изотропная среда: продольная и поперечные компоненты тензора  $\sigma_{ik}^*$  практически совпадают, а холловская проводимость мала. С ростом  $\omega_e \tau_0$  поперечные компоненты  $\sigma_{xx}^*$  и  $\sigma_{yy}^*$  монотонно убывают от максимального значения  $\sigma_{zz}^*$  при  $\omega_e \tau_0 = 0$  до нуля при  $\omega_e \tau_0 \rightarrow \infty$ . Это убывание имеет порядок  $1/H^2$  при  $\omega_e \tau_0 < 10^{-1}$  и при  $\omega_e \tau_0 > 10$ . При малых и при больших значениях параметра  $\omega_e \tau_0$  имеется правильное асимптотическое поведение компонент  $\sigma_{xx}^*$  и  $\sigma_{yy}^*$ , совпадающее с формулой Друде-Лоренца [28]:

$$\sigma_{ik} = \begin{pmatrix} \frac{\sigma_{zz}}{1+(\omega_e \tau_0)^2} & -\frac{\omega_e \tau_0 \sigma_{zz}}{1+(\omega_e \tau_0)^2} & 0 \\ \frac{\omega_e \tau_0 \sigma_{zz}}{1+(\omega_e \tau_0)^2} & \frac{\sigma_{zz}}{1+(\omega_e \tau_0)^2} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{pmatrix}. \quad (33)$$

Систематическое отклонение от последней наблюдается для промежуточных значений параметра замагниченности  $\omega_e \tau_0 \in (10^{-1}, 10)$ . Оно обусловлено как эффектами межчастичного взаимодействия, так и вкладом электрон-электронных столкновений.

Холловская компонента  $\sigma_{yx}^*$  возрастает при малых  $\omega_e \tau_0$  пропорционально напряженности магнитного поля  $H$ , а при  $\omega_e \tau_0 \gg 1$  убывает как  $1/H$ , что также соответствует формуле (33). В области промежуточных значений  $\omega_e \tau_0 \in (10^{-1}, 10)$  также имеет место систематическое отклонение от этой формулы. Его причиной является конкуренция эффектов межчастичного взаимодействия и замагниченности, а также вкладом электрон-электронных столкновений. Когда  $\omega_e \tau_0 \ll 1$  напряженность поля  $H$  мала и не может вызвать заметный холловский ток. При  $\omega_e \tau_0 \gg 1$  радиус циклотронной орбиты  $r_e \ll r_{cp}$ , что затрудняет дрейф частиц в направлении, перпендикулярном вектору  $[\vec{E}, \vec{H}]$ , и поэтому холловский ток снова оказывается малым. В области значений  $\omega_e \tau_0 \in (10^{-1}, 10)$  имеется максимум холловской проводимости. В точке максимума  $\sigma_{yx}^* = \sigma_{xx}^* \approx \sigma_{zz}^*/2$ . Формула (33) дает значение максимума при  $\omega_e \tau_0 = 1$ . Однако, как показывают расчеты, отклонения от (33) наблюдаются уже при  $\Gamma \ll 1$ . В слабо неидеальной плазме эти отклонения связаны с учетом вклада электрон-электронных столкновений. Холловская компонента  $\sigma_{xy}^*$  симметрична компоненте  $\sigma_{yx}^*$  относительно оси абсцисс. Качественный вид зависимостей поперечных и холловских компонент тензора проводимости от параметра замагниченности сохраняется с изменением параметра неидеальности и метода расчета

транспортных сечений, однако имеются существенные количественные отличия. Выбранные способы интерполяции между областями слабой и сильной неидеальности вызваны необходимостью получения приемлемых количественных значений компонент тензора  $\sigma_{ik}^*$  и исключения возможных нефизических расхождений кинетических коэффициентов при  $\Gamma \geq 1$ .

На рис. 3 представлены зависимости поперечных компонент  $\sigma_{xx}^*$  ( $\sigma_{yy}^*$ ) тензора проводимости  $\sigma_{ik}^*$  от  $\omega_e \tau_0$  для различных значений  $\Gamma$ , нормированные на  $\sigma_0$ : а – кулоновский потенциал (ограничение сечения на  $r_D$ ), б) ККП (ограничение сечения на  $r_{cp}$ ). Сплошные линии – решение кинетического уравнения Больцмана, пунктирные линии – расчет по формуле Друде-Лоренца (33), штрих-пунктирные линии – учет электрон-электронных столкновений в множителях (33).

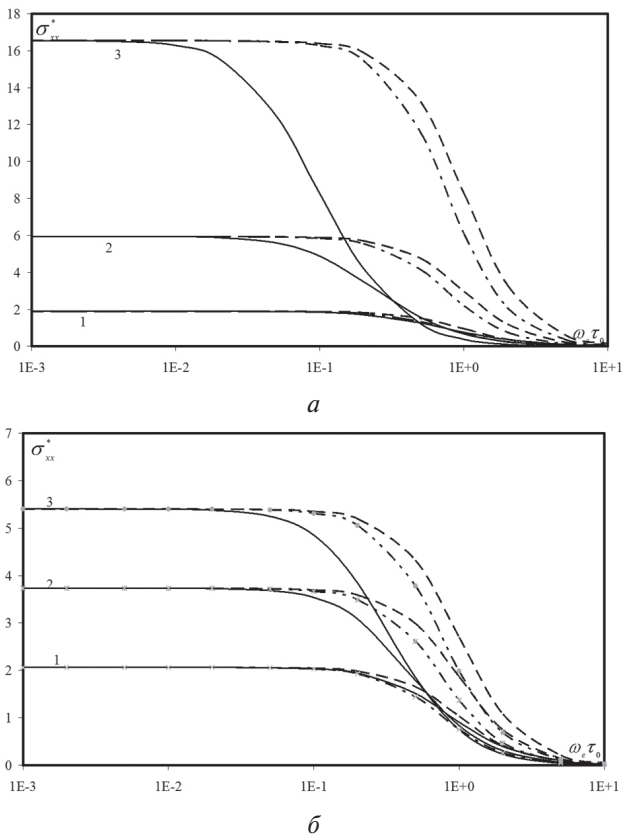


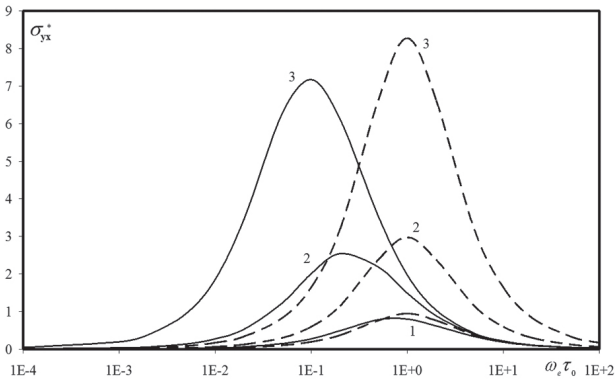
Рис. 3. Зависимости приведенных значений поперечных компонент тензора проводимости плазмы от параметра замагниченности при различных значениях параметра неидеальности: 1 –  $\Gamma = 0,1$ ; 2 –  $\Gamma = 1$ ; 3 –  $\Gamma = 3$ ; сплошные линии – данная работа, пунктир – расчет по формуле (33), штрих-пунктир – учет электрон-электронных столкновений в (33): а – кулоновский потенциал; б – ККП

Из рис. 3 видно, что, как говорилось выше, отклонения от формулы Друде-Лоренца наблюдаются уже при малых значениях параметра неидеальности. Заметим также, что в формуле (33) электрон-электронные столкновения частично учтены при вычислении продольной компоненты

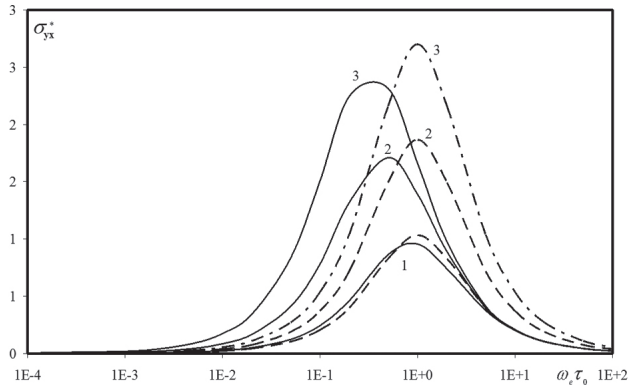
$\sigma_{zz}^*$ . Учет вклада электрон-электронных столкновений в лоренцевских множителях формулы (33) при  $\Gamma \ll 1$  приводит к тому, что результаты расчетов по формуле (33) практически совпадают с результатами, полученными путем решения кинетического уравнения (кривые 1). С ростом параметра неидеальности основное отличие от формулы (33) связано с взаимодействием между частицами (кривые 2, 3), и формула Друде-Лоренца перестает быть применимой даже после ее коррекции на предмет учета электрон-электронных столкновений. Сравнивая соответствующие графики на рис. 3 а и б, видим также, что при  $\Gamma \geq 1$  значения компонент  $\sigma_{xx}^*$  ( $\sigma_{yy}^*$ ), вычисленные для кулоновского потенциала, оказываются значительно больше соответствующих значений для ККП. Выполненное ранее в [13] сравнение с экспериментальными данными [34–36] для плазмы без магнитного поля показало, что при  $\Gamma \geq 1$  расчетные значения проводимости, полученные методом решения кинетического уравнения Больцмана для кулоновского потенциала с ограничением сечения на  $r_D$ , оказались значительно выше экспериментальных. Вместе с тем, использование короткодействующего кулоновского потенциала с ограничением сечения на  $r_{cp}$  дает близкие к экспериментальным значения проводимости плазмы при  $\Gamma \geq 1$ . Следует ожидать, что и в магнитоактивной плазме, при сравнении с экспериментом, соответствующие отношения сохранятся для поперечных и холловских компонент.

На рис. 4 представлены зависимости холловской компоненты  $\sigma_{yx}^*$  тензора проводимости  $\sigma_{ik}^*$  от  $\omega_e \tau_0$  для различных значений  $\Gamma$ , нормированные на  $\sigma_0$ : а) кулоновский потенциал (ограничение сечения на  $r_D$ ), б) ККП (ограничение сечения на  $r_{cp}$ ). Сплошные линии – решение кинетического уравнения Больцмана, пунктирные линии – расчет по формуле Друде-Лоренца (33). Из рисунка видно, что для холловской компоненты  $\sigma_{yx}^*$  наблюдаются не только количественные, но и некоторые качественные отклонения от формулы (33). Прежде всего, это смещение максимума  $\sigma_{yx}^*$  с ростом  $\Gamma$  в сторону меньших значений параметра замагниченности  $\omega_e \tau_0$  (напряженности поля  $H$ ). В то время как, согласно (33), положение максимума  $\omega_e \tau_0 = 1$  не зависит от интенсивности межчастичного взаимодействия. Основной причиной, вызывающей смещение максимума холловской компоненты  $\sigma_{yx}^*$ , является увеличение энергии кулоновского взаимодействия между зарядами по отношению к их кинетической энергии. Вклад электрон-электронных столкновений в величину смещения максимума мал. Кроме того, с увеличением  $\Gamma$  абсолютная величина максимума  $\sigma_{yx}^*$  быстро (практически экспоненциально) растет. Основной вклад в величину  $\sigma_{yx\max}^*$  также связан с ростом параметра неидеальности, однако и влияние электрон-

электронных столкновений здесь довольно значительно (ср. высоту максимумов соответствующих сплошных и пунктирных кривых на рис. 4 а, б). Учет электрон-электронных столкновений ведет к заметному уменьшению  $\sigma_{yx}^*$  при данном  $\Gamma$ . Сравнивая рис.4 а) и б), видим также, что использование ККП (ограничение радиуса экранирования на  $r_{cp}$ ) приводит к значительному уменьшению  $\sigma_{yx}^*$  при одних и тех же значениях  $\Gamma$ .



а



б

Рис. 4 Зависимости приведенных значений холловских компонент тензора проводимости плазмы от параметра замагниченности при различных значениях параметра неидеальности: 1 –  $\Gamma = 0,1$ ; 2 –  $\Gamma = 1$ ; 3 –  $\Gamma = 3$ ; сплошные линии – данная работа, пунктир – расчет по формуле (33): а – кулоновский потенциал; б – ККП

Из анализа массива числовых данных по расчету тензора проводимости полностью ионизованной плазмы можно также установить приближенную зависимость смещения максимума холловской компоненты от параметра неидеальности  $\Gamma$ . На рис. 5 в полулогарифмическом масштабе изображены зависимости положения точки максимума  $\xi = (\omega_e \tau_0)_{\max}$  компоненты  $\sigma_{yx}^*$  от  $\Gamma$ , полученные из решения кинетического уравнения Больцмана: 1 – кулоновский потенциал, 2 – короткодействующий кулоновский потенциал. В широкой области изменения  $\Gamma = 10^{-3} \div 1$  эти зависимости являются линейными и могут быть описаны простым соотношением:  $\xi = k \lg \Gamma + b$ , где  $k = -0,6$ ;  $b = 0,2$  – для кривой 1 и  $k = -0,89$ ;  $b = 0,28$  – для кривой 2.

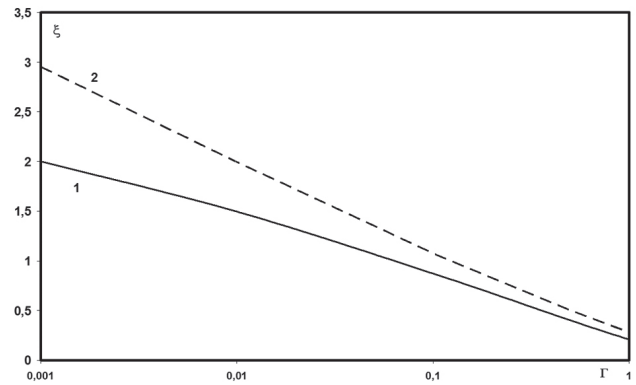


Рис. 5. Зависимость положения максимума  $\xi = (\omega_e \tau_0)_{\max}$  холловской компоненты  $\sigma_{yx}^*$  тензора проводимости от параметра неидеальности: 1 – кулоновский потенциал, 2 – ККП

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Метод кинетического уравнения является наиболее строгим подходом к расчету кинетических коэффициентов плазмы, не находящейся в переменных внешних полях. Результаты, полученные этим методом, могут использоваться для контроля точности широко применяемых в массовых вычислениях интерполяционных формул. Выбор определенных методов устранения расходимостей транспортных сечений рассеяния заряженных частиц позволяет применить к расчету электронных кинетических коэффициентов плазмы кинетическое уравнение Больцмана.

В данной работе выполнен расчет компонент тензора проводимости полностью ионизованной плазмы в постоянном внешнем магнитном поле. Вычисления проводились с учетом 20-го приближения метода Чепмена-Энскога. Учет столь значительного числа членов разложения окажется необходимым в дальнейшем при вычислении тензора проводимости частично ионизованной плазмы. Расчет скобочных интегралов для электрон-электронных столкновений выполнен с использованием созданной авторами системы аналитических вычислений на ЭВМ.

Проанализированы зависимости поперечных и холловских компонент тензора проводимости от параметров неидеальности и замагниченности. Показано, что характер поведения поперечных компонент тензора проводимости определяется как термодинамической неидеальностью, так и вкладом электрон-электронных столкновений.

Установлена зависимость смещения максимума холловской компоненты от параметра неидеальности. Показано, что смещение максимума холловской компоненты определяется в основном термодинамической неидеальностью. Высота максимума холловской компоненты определяется как неидеальностью плазмы, так и вкладом электрон-электронных столкновений.

При расчете компонент тензора проводимости слабо неидеальной плазмы предлагается ограничивать транспортное сечение рассеяния дебаевским радиусом, для сильно неидеальной



плазмы – средним межионным расстоянием. Что эквивалентно решению задачи рассеяния внутри ячейки Вигнера-Зейтца. Приближенную интерполяцию между областями слабой и сильной неидеальности можно осуществить, например, при помощи соотношения (20). Погрешность этой интерполяции ввиду слабой логарифмической зависимости от интерполяционного радиуса экранирования (прицельного параметра) не превышает 10% вблизи  $\Gamma \approx 1/6$  и быстро убывает в области меньших и больших значений  $\Gamma$ . Подчеркнем еще раз, что процедура интерполяции выполняется до усреднения всех выражений в кинетическом уравнении по скоростям.

Единообразная форма усреднения по скоростям при переходе от кинетического уравнения к системе линейных уравнений и учет нелогарифмических членов в транспортных сечениях рассеяния высших порядков устраняет известные нефизические расходимости кинетических коэффициентов при некоторых значениях  $\Gamma$ .

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Украины (НИР «Теоретические исследования и математическое моделирование термодинамических и кинетических процессов в неидеальной плазме и твердом теле»), номер гос. регистрации 0110U001832.

#### Литература

- [1] Чепмен С., Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов. – М.: ИЛ, 1960. – 460 с.
- [2] Ферцигер Дж., Капер Г. Математическая теория процессов переноса в газах. – М.: Мир, 1976. – 556 с.
- [3] Черчиньяни К. Теория и приложения уравнения Больцмана. – М.: Мир, 1978. – 496 с.
- [4] Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. – М.: Наука, 1979. – 528 с.
- [5] Климонтович Ю.Л. Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы. – М.: Наука, 1975. – 378 с.
- [6] Фортон В.Е., Якубов И.Т. Неидеальная плазма. – М.: Энергоатомиздат, 1994. – 368 с.
- [7] Коэн Р., Спитцер Л, Роутли П. Электрическая проводимость ионизованного газа.// Проблемы современной физики. – М.: Изд-во иностр. лит. – 1956. – Т. 2. – С. 54-69.
- [8] Спитцер Л., Хэрм Р. Явления переноса в полностью ионизованном газе.// Проблемы современной физики. – М.: Изд-во иностр. лит. – 1956. – Т.2. – С. 70-79.
- [9] Движущаяся плазма./ Сб. переводов под ред. Е.В. Кудрявцева и В.П. Ионова. – М.: Изд-во иностр. лит., 1961. – 612 с.
- [10] Очерки физики и химии низкотемпературной плазмы. Под ред. Л.С. Полака. – М.: Наука, 1971. – 436 с.
- [11] Кинетические процессы в газах и плазме. Сб. статей под ред. А.Хохштива. – М.: Атомиздат, 1972. – 368 с.
- [12] Соколова И.А. Компьютерная библиотека транспортных свойств атмосферных газов и плазмы.// Математическое моделирование. – 1998. – Т. 10. – №2. – С. 25-40.
- [13] Заика Е.В., Муленко И.А., Хомкин А.Л. Электропроводность полностью ионизованной неидеальной плазмы с экранированным взаимодействием между зарядами.// ТВТ. – 2000. – Т.38. – №1. – С. 5-11.
- [14] Шилкин Н.С. Эффект Холла в неидеальной плазме аргона и ксенона / Н. С. Шилкин, С. В. Дудин, В. К. Грязнов, В. Б. Минцев, В. Е. Фортон // Письма в ЖЭТФ. – 2003. – Том 77, вып. 9. – С. 582–586.
- [15] Kihara T., Aono O. Unified Theory of Relaxations in Plasma. Basic Thorem. J. Phys. Soc. Japan. – 1963. – V.18. – P.837.
- [16] Иванов Ю.В., Минцев В.Б., Фортон В.Е., Дремин А.Н. Электропроводность неидеальной плазмы.// ЖЭТФ. – 1976. – Т. 71. – №1. – С. 216-224.
- [17] Андриатис А.В., Соколова И.А. Водород. Транспортные и термодинамические свойства.// Математическое моделирование. – 1993. – Т 5. – №1. – С. 60-106.
- [18] Андриатис А.В., Соколова И.А. Кислород. Транспортные и термодинамические свойства.// Математическое моделирование. – 1994. – Т.6. – №10. – С. 89-128.
- [19] Соколова И.А. Азот. Транспортные и термодинамические свойства.// Математическое моделирование. – 1997. – Т. 9. – №6. – С.114-127.
- [20] Беспалов И.М., Полищук А.Я. Методы расчета транспортных коэффициентов плазмы в широком диапазоне параметров.// Препринт ИВТАН. – № 1-257. – М., 1988.
- [21] Полищук А.Я. Полуэмпирический широкодиапазонный метод самосогласованного расчета статической и динамической проводимости плазмы.// Препринт ИВТАН. – №1-267. – М., 1989.
- [22] Атражев В.М., Якубов И.Т. Подвижность электронов в плотных газах и жидкостях.// ТВТ. – 1980. – 18. – №6. – с.1292-1311.
- [23] Gould H.A., De Witt H.E. Convergent Kinetic Equation for a Classical Plasma.// Phys. Rev. – 1967. – 155. – №1. – P.68-74.
- [24] Iikava Yu. Transport Coefficientnts of Plasmas - Applications of the Unifeld Theory.// J. Phys. Soc. Japan. – 1963. – V. 18. – №10. – P. 1499-1507.
- [25] Lee Y.T., More R.M. An electron conductivity model for dense plasmas.// Phys. Fluids. – 1984. – 27. – №5. – P.1273-1286.
- [26] Заика Е.В., Муленко И.А., Хомкин А.Л. Электропроводность полностью ионизованной магнитоактивной плазмы с экранированным взаимодействием между зарядами // ТВТ. – 2000. – Т. 38. – № 6. – С. 853-861.
- [27] Mihajlov A.A., Dmitrijevic M.S., Djordjevic D. et. all. Quasi-Classical and Classical Cross Section for the Scattering of Electrons on the Cut-Off Potencial.// Contrieb. Plasma Phys. – 1987. – V.27. – №1. – P.1.
- [28] Франк-Каменецкий Д.А. Лекции по физике плазмы. – М.: Наука, 1968. – 288 с.
- [29] Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы. – М.:Мир, 1976. – 496 с.

- [30] Гердт В.П., Тарасов О.В., Ширков Д.В. Аналитические вычисления на ЭВМ в приложении к физике и математике. // УФН. — 1980. — 130. — №1. — С.113-147.
- [31] Выжол Ю.А., Жорова А.Н., Муленко И.А., Хомкин А.Л. Применение методов компьютерной алгебры к расчету скобочных интегралов. // Журн. вычислит. мат. и мат. физ. — 2011. — 51. — № 10. — С.1867-1882.
- [32] Выжол Ю.А., Муленко И.А., Федосеева Е.В., Хомкин А.Л. Определение вклада электрон-электронных столкновений в проводимость полностью ионизованной плазмы для различных моделей расчета транспортных сечений. // Укр. физ. журн. — 1997. — 42. — № 9. — С. 1083-1090.
- [33] Выжол Ю.А., Жорова А.Н., Муленко И.А., Хомкин А.Л. Розробка системи аналітичних обчислень на ЕОМ та її застосування в кінетиці плазми. // Вісник Київського національного університету ім. Тараса Шевченка. — Серія фізико-математичні науки. — 2011. — №1. — С. 96-102.
- [34] Беспалов В.Е., Грязнов В.К., Дремин А.Н., Фортвов В.Е. Динамическое сжатие неидеальной плазмы аргона. // ЖЭТФ. — 1975. — Т. 69. — №6. — С. 2059-2066.
- [35] Иванов Ю.В., Минцев В.Б., Фортвов В.Е., Дремин А.Н. Электропроводность неидеальной плазмы. // ЖЭТФ. — Т.71. — № 1. — 1976. — С. 216-224.
- [36] Минцев В.Б., Фортвов В.Е., Грязнов В.К. Электропроводность высокотемпературной неидеальной плазмы. // ЖЭТФ. — Т.79. — №1. — 1980. — С.116-124.

Поступила в редколлегию 11.12.2012



**Муленко Иван Алексеевич**, доктор физико-математических наук, профессор, профессор кафедры физики Николаевского национального университета имени В.А. Сухомлинского. Область научных интересов: термодинамические и кинетические процессы неидеальной плазмы.



**Жорова Алла Николаевна**, старший преподаватель кафедры экономической кибернетики и математического моделирования Николаевского национального аграрного университета. Область научных интересов: математическое моделирование коэффициентов переноса неидеальной плазмы.



**Хомкин Александр Львович**, доктор физ.-мат. наук, профессор, главный научный сотрудник Объединенного института высоких температур РАН (ОИВТ РАН) (Россия). Область научных интересов: физика плазмы.

УДК 533.9

**Розв'язання кінетичного рівняння Больцмана для повністю іонізованої магнітоактивної плазми** / А.М. Жорова, І.О. Муленко, О.Л. Хомкін // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. — 2012. — Том 11. № 4. — С. 527–539.

Стаття присвячена обчисленню електронних кінетичних коефіцієнтів плазми в зовнішньому магнітному полі з «нелогарифмічною» точністю і дослідженню поведінки кінетичних коефіцієнтів.

*Ключові слова:* неідеальна плазма, кінетичне рівняння Больцмана, скобковий інтеграл, електропровідність.

Табл. 01. Лл. 05. Бібліогр.: 36 найм.

UDC 533.9

**Solving kinetic Boltzmann equation for a fully ionized magnetized plasma** / A.N. Zhorova, I.A. Mulyenko, A.L. Khomkin // Applied Radio Electronics: Sci. Journ. — 2012. Vol. 11. № 4. — P. 527–539.

The paper is devoted to the calculation of electron transport plasma coefficients in an external magnetic field with a «nonlogarithmic» accuracy and study of the behavior of kinetic coefficients.

*Keywords:* non-ideal plasma, kinetic Boltzmann equation, bracket integral, electric conductivity.

Tab. 01. Fig. 05. Refs.: 36 items.

## ПАМЯТИ А.П. КОВТУНЕНКО (1937–2012)

Печальная весть пришла из Киева. После тяжелой и продолжительной болезни 12 декабря 2012 г. ушел из жизни крупный ученый, член Президиума Академии наук прикладной радиоэлектроники, академик Академии наук высшей школы Украины, действительный член Нью-Йоркской Академии наук (США), доктор технических наук, профессор, Заслуженный деятель науки и техники Украины, Лауреат Государственной премии в области науки и техники, генерал-майор в отставке **Алексей Петрович КОВТУНЕНКО**.

Алексей Петрович родился 20 июля 1937 г. в ст. Удобной Краснодарского края (Российская Федерация). С 1954 по 2000 г. проходил службу в Вооруженных Силах СССР и Украины. Закончил Военное авиационное училище летчиков, Военное радиотехническое училище, Военную инженерную радиотехническую академию противовоздушной обороны страны им. Маршала Советского Союза Л.А. Говорова.

После окончания академии проходил службу на различных должностях, в том числе: начальника кафедры, заместителя начальника Харьковского военного университета (ХВУ) по научной работе, первого заместителя начальника ХВУ, начальника Центрального научно-исследовательского института Вооруженных Сил Украины, начальника, директора, а затем главного научного сотрудника Центрального научно-исследовательского института вооружения и военной техники Вооруженных Сил Украины.

А.П. Ковтуненко внес большой вклад в разработку и обоснование перспективных систем зенитно-ракетного вооружения, их технического облика и технических решений по реализации их создания, построение структур обеспечения применения перспективных систем ракетного оружия.

Ковтуненко А.П. был не только блестящим исследователем, ученым, но и прекрасным Учителем, подготовившим большую плеяду перспективных научных и научно-педагогических кадров.



За достижения в теоретической и практической областях создания перспективного ракетного вооружения он удостоен Государственной премии в области науки и техники. Ему присвоено почетное звание «Заслуженный деятель науки и техники Украины».

Параллельно с эффективной научной и преподавательской деятельностью он многие годы безвозмездно участвовал в работе общественных научных организаций: Академии наук высшей школы Украины, Нью-Йоркской Академии наук (США), Академии наук прикладной радиоэлектроники. Будучи членом Президиума этой академии и членом редакционной коллегии журнала

«Прикладная радиоэлектроника», внес весомый вклад в её развитие. Как член Высшей аттестационной комиссии (ВАК) Украины, председатель Экспертного совета ВАК Украины по специальным проблемам обороны, национальной безопасности и оборонно-промышленного комплекса Украины во многом способствовал укреплению и развитию научно-технического потенциала Украины.

Ему были свойственны глубокая порядочность и благородство, дружелюбие, доброта и щедрость, высокоразвитое чувство товарищества, неизменная готовность помочь обратившемуся к нему человеку. Многих из нас связывали с Алексеем Петровичем многочисленные научные и теплые дружеские отношения, и нам будет очень не хватать его. Он мужественно боролся с болезнью. Даже будучи тяжело больным, он до последнего дня не переставал активно работать. Но, увы...

Он ушел из жизни, но успел много сделать и в науке, и педагогике, и в делах общественных и человеческих. Память о нем надолго сохранится у всех, кому посчастливилось соприкоснуться с ним, с его работами, с его учениками.

И мы, близко знавшие многие годы этого замечательного человека, навсегда сохраним память о нем в наших сердцах.

*Президиум АН ПРЭ,  
Украинская национальная  
ассоциация «Антенны»,  
друзья и коллеги А.П. Ковтуненко*



# ПРИКЛАДНАЯ РАДИОЭЛЕКТРОНИКА

Научно-технический журнал

Ответственный секретарь

*Е. Б. Исаева*

Корректор

*Н. В. Ерик*

Перевод на английский язык

*К. Т. Умяров*

Компьютерный дизайн и верстка

*Е. Б. Исаева*

Рекомендовано засіданням Бюро Президії Академії наук прикладної радіоелектроніки  
(протокол № 4 від 29.12.2012 р.).

Рекомендовано Вченою радою Харківського національного університету радіоелектроніки  
(протокол № 17 від 28.12.2012 р.).

Свідоцтво про державну реєстрацію КВ № 6037 від 09.04.2002 р.

Журнал включений у список фахових видань ВАК України  
з технічних наук  
(постанова президії ВАК України № 1-05/2 від 10.03.2010),  
з фізико-математичних наук (фізика)  
(постанова президії ВАК України № 1-05/5 від 1.07.2010)

Підписано до друку 29.12.2012. Формат 60 × 84 <sup>1</sup>/<sub>8</sub>.  
Папір офсет. Друк офсет. Умов.-друк. арк. 10,0. Облік.-вид. арк. 9,8.  
Тираж 300 прим. Ціна договірна.

Віддруковано в ТОВ «ДРУКАРНЯ МАДРИД»  
61024, м. Харків, вул. Ольмінського, 8. Тел.: (057) 717-41-79  
www.madrid.in.ua, e-mail: info@madrid.in.ua