

UDC 621.396.6



O. Fyk



A. Pasichnyk



O. Voronin

USING NON-EQUILIBRIUM STATES ELECTRONS IN A SEMICONDUCTOR PLASMA FOR SUPERCONDUCTING PROTECTION OF RADIO EQUIPMENT OF THE ARMED FORCES OF UKRAINE

The sequence and content of the stages of creating useful models for the creation and recombination of electron flows using non-equilibrium states of electrons in a semiconductor plasma are formulated, which make it possible to implement superconducting protection of radio equipment of the Armed Forces of Ukraine.

Keywords: Superconductivity, Radio Engineering Systems (RTS), RTS Sensitivity, RTS Suppression, Isotropic Distribution Function, Landau Collision Integral, Particle Distribution Model, Nonequilibrium for Quasiparticles, Ionization Sources, Semiconductor Devices.

Formulation of the problem. The successful solution of the tasks of the defense of objects is increasingly dependent on the success in the use of radio engineering means of monitoring the current situation. Such means make it possible to detect violations of the boundaries of defense objects in a timely manner, in any weather conditions.

Analysis of the rest of the research and publications. To increase the sensitivity of radio equipment, the effect of superconductivity can be used [1, 6]. However, a well-equipped probable enemy can use electromagnetic means to suppress radio equipment, including highly sensitive means. In this regard, the task of creating fast-acting devices for protecting RTS from electromagnetic damage becomes urgent. Such protection can be built on the basis of a superconducting semiconductor plasma with a source of electron nonequilibrium, which leads to the need to build models for the creation and recombination of electron flows in semiconductors. Such models can be various equations describing these processes.

Purpose of the article. To obtain exact solutions of the Boltzmann equations, transformations based on the symmetry of the collision integral were used [4, 6]. On this path, the first power-law nonequilibrium solutions of the kinetic equations of both Boltzmann and Landau were obtained [6].

1. Kinetic equation for electrons in a semiconductor

The kinetic equation for the isotropic particle distribution function $f(\varepsilon, t)$ in energy ε of a non-equilibrium and spatially homogeneous physical system with sources and sinks $\Psi(\varepsilon)$ can be represented as a continuity equation in energy space:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{1}{g(\varepsilon)} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} P(t, \varepsilon) + \Psi(\varepsilon);$$
$$P(t, \varepsilon) = -\nu_0 \int_0^{\varepsilon} g(x') I_{st}(f_1(\varepsilon, x')) dx', \quad (1)$$

where $\nu_0 = \sqrt{\frac{8}{m}} \pi e^4 NL$; L – Coulomb logarithm;

ε – particle energy. Denote $g(\varepsilon)$ – density of particle states. Then the function must satisfy the condition: $N = \int g(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon$.

The most common forms of the collision integral are the collision integrals in the Boltzmann form and in the Landau form [5]. Approximate expressions convenient for use for the charged particle flux parameter $P(t, \varepsilon)$ were obtained for power-law interaction potentials, in particular, for the Coulomb interaction [6].

2. Approximate expressions for particle flux in the energy space

The Landau collision integral for isotropic states has the form:

$$I_{st} = -\frac{1}{u^2} \frac{\partial}{\partial u} P(F(u)),$$

$$P(t, u) = -u^2 [A_1(F)uF] + A_2(F) \frac{\partial F}{\partial u};$$

$$A_1 = \frac{4\pi v}{N} \int_0^u v_1^2 F(v_1) dv_1,$$

$$A_2 = \frac{4\pi v}{3N} \left(\int_0^u v_1^4 F(v_1) dv_1 + u^3 \int_u^\infty v_1 F(v_1) dv_1 \right),$$

where $F(u)$ – is the particle velocity distribution function.

For large values of the speed u of charged particles, the expression for the coefficients can have a simpler form:

$$A_1 = v \equiv \frac{v_0}{u^3}, \quad A_2 = \frac{2}{3m} \bar{\varepsilon} v \equiv \frac{2\bar{\varepsilon} v_0}{3m} \frac{1}{u^3},$$

where $\bar{\varepsilon}$ – average energy of scattering electrons;

$$v = 4\pi N \frac{e^4}{m^2 u^3} L \equiv \frac{v_0}{u^3},$$

Consider the case when; $\frac{mu^2}{2} \gg \bar{\varepsilon} \approx T_e$. Let us

pass to the dimensionless energy distribution function f of particles. Then the approximate expression for the particle energy takes the form:

$$P(f, \varepsilon) = v_0 \left(T_e \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} + f + \Lambda \int_0^\varepsilon \sqrt{x} f^2(x) dx \right),$$

$$\Lambda = \frac{1}{N\pi^2 h^3} \sqrt{\frac{m^3}{2}}.$$

The above expressions for the energy of particles in the flow describe systems of particles with classical statistics. These relations can be generalized for systems with quantum statistics, and the expression for the energy of particles in the flow can be represented [1–6] as:

$$P(f, \varepsilon) = v \left(T_e \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} + f + \theta \cdot f^2 \right), \quad (2)$$

$$v = v_0 \varepsilon^{\alpha_1}.$$

Function (2) vanishes with the parameters of the Bose distribution. Fermi (at $\theta = 0$) and Maxwell (at $\theta = 0$).

3. Source and Sink Models

Let us construct a model for the distribution of particles over energy levels in sources and sinks to solve equation (1). Why denote by Q – power of the source and represent the distribution of particles in the form $D(\varepsilon) = Q \cdot \delta(\varepsilon - \varepsilon_i)$. Then the energy parameter of the sink will take the form:

$$\Gamma(\varepsilon) = -\frac{1}{\tau(\varepsilon)} f(\varepsilon),$$

which allows us to write the expression for the energy parameter of the sink sources in the form:

$$\Psi(\varepsilon) = D(\varepsilon) - \frac{1}{\tau(\varepsilon)} f(\varepsilon). \quad (3)$$

Of interest are two limiting cases of the dependence of the characteristic time of absorption of particles in the sink $\tau(\varepsilon)$ from energy:

- distributed stock (τ – stock) $-\frac{1}{\tau(\varepsilon)} = \frac{1}{\tau} = \text{const}$,
- and concentrated runoff $-\frac{1}{\tau(\varepsilon)} = \frac{1}{\tau_s} \delta(\varepsilon - \varepsilon_s)$,

where ε_s – is the energy value near which the sink is localized;

τ_s – is the characteristic absorption time of particles in this sink.

As a source of nonequilibrium for quasiparticles in semiconductor systems, ionization sources in the form of a radioisotope layer can be used [2]. When the semiconductor layer is irradiated α -particles intense ionization of semiconductor atoms occurs over the length of their path:

$$R \approx 1,741 \cdot 10^{-4} \frac{A}{\rho} \sqrt{\frac{m_e E^3}{M_a}},$$

where E – energy α -particles;

A – particle atomic weight;

ρ – density of semiconductor particles.

Due to ionization in volume 1 cm^3 for 1 s is

formed $K = 3,71 \cdot 10^{10} \chi \frac{E}{IR}$ electrons. Here χ –

flow α -particles in Ku/cm^2 , I – arousal energy. Such sources have been successfully studied earlier from the point of view of creating efficient current sources [4, 5].

A non-equilibrium system is a plasma under the influence of microwave fields. The field absorption channel can be electron-ion collisions,

accompanied by the absorption of n quanta of the external frequency field Ω , those. type processes $\varepsilon + E + n\hbar\Omega > \varepsilon' + E'$ (where $\varepsilon, \varepsilon', E, E'$ – respectively, the energies of electrons and ions, n – integer) [6].

The contribution of high-frequency radiation to the kinetic equation of motion of charges, taking into account the notation $Y(\pm\hbar\Omega) = f(\varepsilon \pm \hbar\Omega) - f(\varepsilon)$ can be written as:

$$\Psi_{\Omega}(\varepsilon) = I_0 \cdot Y(-\hbar\Omega) \cdot \theta(\varepsilon - \hbar\Omega) \cdot \sqrt{\varepsilon - \hbar\Omega} W_0 \cdot Y(+\hbar\Omega) \cdot \theta(\varepsilon) \cdot \sqrt{\varepsilon + \hbar\Omega}, \quad (4)$$

where $I_0 = \frac{m^{3/2}}{\sqrt{2\pi^2}} W_0$;

W_0 – incident radiation power.

In (4), the most significant contribution is made by a source of α -particles with a given energy range, which ensures the creation of a non-equilibrium state of electrons in the conduction band.

The influence of the medium on the interaction between electrons can be described by the permittivity $\varepsilon^l(\omega, k)$ medium and determine the dispersion of oscillations and their damping decrement. At $\varepsilon_i > \varepsilon_F$ the dispersion of longitudinal oscillations and the distribution function have an equilibrium part, at low energies, and a non-equilibrium part, at high energies.

The dispersion has an acoustic form $\omega = c_s k$ at $k \ll \omega_{ps}/u_i$. Here $c_s = \sqrt{n/n_S} u_i$ – effective phase velocity of electronic oscillations; n, ω_{ps} – respectively, the density and plasma frequency of the non-equilibrium component of electrons; u_i – speed of non-equilibrium electrons.

Conclusions

Thus, a controlled change in the dielectric constant of semiconductor devices makes it possible, in case of exceeding the input signal level, to abruptly change the conductivity value,

while maintaining the operability of the receiving devices of the radio engineering defense systems of objects and at the same time restoring their properties at the moment the interfering effect ceases.

List of link sources

1. Фык А. И. Время переключения сверхпроводящего защитного устройства в волноводном тракте. *Радиотехника*. 1999. Вып. 109. С. 45–48.

2. Моисеев В. Е., Новиков В. П., Семиноженко В. В. О возможности индуцирования плазменных колебаний в неравновесных полупроводниках. *ФТП*. Т. 14. Вып. 2. С. 402–403.

3. Батракин Е. Н., Залюбовский И. И., Моисеев С. С. и др. Экспериментальные исследования энергетического спектра вторичных электронов, возникающих при прохождении α -частиц через тонкие плёнки. *Поверхность*. 1986. № 12. С. 82–86.

4. Кац А. В., Моисеев С. С., Кантарович В. М. Точные кинетические уравнения для частиц. *ЖЭТФ*. 1976. Т. 71. Вып. 1. С. 177–192.

5. Кац А. В., Моисеев С. С., Кантарович В. М. Неравновесные стационарные распределения частиц в твердотельной плазме. *ЖЭТФ*. 1976. Т. 71. Вып. 4. С. 1421–1423.

6. Пашицкий Э. А., Черноусенко В. М., О плазменном механизме сверхпроводимости в вырожденных полупроводниках и металлах. *ЖЭТФ*. 1971. Т. 60. Вып. 4. С. 1483–1491.

Стаття надійшла до редакції 05.07.2022 р.

УДК 621.396.6

О. І. Фик, А. В. Пасічник, О. І. Воронін

ВИКОРИСТАННЯ НЕРІВНОВАЖНИХ СТАНІВ ЕЛЕКТРОНІВ У НАПІВПРОВІДНИКОВІЙ ПЛАЗМІ ДЛЯ НАДПРОВІДНИКОВОГО ЗАХИСТУ РАДІОТЕХНІКИ ЗБРОЙНИХ СИЛ УКРАЇНИ

На цей час розроблено генератори потужних електромагнітних впливів тривалістю від одиниць до десятків наносекунд [лінійні індукційні прискорювачі електронів, релятивістські НВЧ-генератори з віртуальним катодом (віркатори), релятивістські магнетрони, НВЧ-генератори на основі надрозмірних електродинамічних структур (черенківські генератори та генератори дифракційного випромінювання)]. Ці генератори мають гігаватну пікову потужність, причому є реальні шляхи її збільшення у десятки разів. Такі генератори використовують у сучасних засобах електромагнітного ураження напівпровідникових радіотехнічних систем різного призначення (системи радіозв'язку, військові радіотехнічні системи, супутникові системи тощо). Зазначені системи електромагнітного ураження дають змогу сформуванню у просторі потужні (до 100 кВт) короткоімпульсні (тривалість менше одиниць мікросекунд) електромагнітні випромінювання.

Сучасні засоби захисту радіотехнічних систем (РТС) від ураження електромагнітними впливами малої тривалості, які проникають через антенний тракт у приймач РТС, побудовані на газорозрядних та напівпровідникових приладах. У разі використання таких захисних електромагнітних пристроїв забезпечується надійний захист у випадку, якщо тривалість електромагнітного впливу не менша за їх час спрацювання. Якщо час впливу менше, ніж час спрацювання захисного пристрою, то потрібно вирішувати задачу створення захисного пристрою, який ґрунтується на інших фізичних принципах, у разі використання яких час спрацювання стає меншим за тривалість проникаючого електромагнітного впливу. У зв'язку із цим найбільш перспективною є ідея використання фазового переходу з надпровідного у ненадпровідний (або резистивний) стан у високотемпературних надпровідниках. Для підвищення температури надпровідного переходу необхідно використовувати надпровідну напівпровідникову плазму.

Ключові слова: надпровідність, радіотехнічні системи (РТС), чутливість, придушення, функція ізотропного розподілу, інтеграл зіткнення Ландау, модель розподілу частинок, нерівновага квазічастинок, джерела іонізації, напівпровідникові прилади.

Фик Александр Ілліч – доктор технічних наук, доцент, професор кафедри військового зв'язку та інформатизації Національної академії Національної гвардії України
<https://orcid.org/0000-0001-6735-6229>

Пасічник Андрій Володимирович – викладач кафедри військового зв'язку та інформатизації Національної академії Національної гвардії України
<https://orcid.org/0000-0001-9570-9888>

Воронін Александр Іванович – викладач кафедри військового зв'язку та інформатизації Національної академії Національної гвардії України
<https://orcid.org/0000-0002-1783-9852>