

Бібліографічні описи / Библиографические описания / Bibliographic descriptions

Збудження геліконів у напівпровідникових структурах в умовах дії ЕМВ / В.І. Кравченко, Л.В. Ваврив, І.В. Яковенко // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Техніка та електрофізика високих напруг. – Х.: НТУ «ХПІ», 2017. – № 38 (1260). – С. 33-38. – Бібліогр.: 12 назв. – ISSN 2519-2248 (Online), 2079-0740 (Print).

Возбуждение геликонов в полупроводниковых структурах в условиях воздействия ЭМИ / В.И. Кравченко, Л.В. Ваврив, И.В. Яковенко // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Техніка та електрофізика високих напруг. – Х.: НТУ «ХПІ», 2017. – № 38 (1260). – С. 33-38. – Бібліогр.: 12 назв. – ISSN 2519-2248 (Online), 2079-0740 (Print).

Helicon Excitation in Semiconductor Structures Exposed to EMP / V. Kravchenko, L. Vavriv, I. Yakovenko // Bulletin of NTU "KhPI". Series: Technique and electrophysics of high voltage. – Kharkiv: NTU "KhPI", 2017. – № 38 (1260). – С. 33-38. – Bibliogr.: 12. – ISSN 2519-2248 (Online), 2079-0740 (Print).

Відомості про авторів / Сведения об авторах / About the Authors

Кравченко Володимир Іванович – доктор технічних наук, професор, директор НДПКІ «Молнія» НТУ «ХПІ», тел. (057) 707-61-33, e-mail: nii90@email.ua

Кравченко Владимир Иванович – доктор технических наук, профессор, директор НИПКИ «Молния» НТУ «ХПИ», тел. (057) 707-61-33, e-mail: nii90@email.ua

Kravchenko Vladimir Ivanovich – Doctor of Technical Sciences, Professor, Director of NDPKI "Molniya" NTU "KhPI", tel. (057) 707-61-33, e-mail: nii90@email.ua

Ваврив Людмила Владиславівна – кандидат фізико-математичних наук, с.н.с., НДПКІ «Молнія» НТУ «ХПІ», тел. (057) 707-63-09, tel. (057) 707-61-33, e-mail: l.v.vavriv@gmail.com

Ваврив Людмила Владиславовна – кандидат физико-математических наук, с.н.с., НИПКИ «Молния» НТУ «ХПИ», тел. (057) 707-63-09, tel. (057) 707-61-33, e-mail: l.v.vavriv@gmail.com

Vavriv Lyudmyla - Candidate of Physico-Matematic Sciences, Senior Researcher, NIPKI "Molniya" NTU "KhPI", tel. (057) 707-61-33, e-mail: l.v.vavriv@gmail.com

Яковенко Ігор Володимирович – доктор фізико-математичних наук, професор, професор кафедри «Системи інформації» НТУ «ХПІ», тел. (057) 707 66 18, e-mail: yakovenko60IV@ukr.net

Яковенко Игорь Владимирович – доктор физико-математических наук, профессор, профессор кафедры «Системы информации» НТУ «ХПИ», тел. (057) 707-66-18, e-mail: yakovenko60IV@ukr.net

Yakovenko Igor Vladimirovich – Doctor of Physico-Matematic Sciences, Professor, Professor of the Department Information System of NTU "KhPI", tel. (057) 707-66-18, e-mail: yakovenko60IV@ukr.net

УДК 621.318

В.И. КРАВЧЕНКО, Л.В. ВАВРИВ, И.В. ЯКОВЕНКО**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАГНИТОПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ С ИСТОЧНИКАМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Наведено дисперсійні співвідношення для поверхневих магнітоплазмових хвиль на межі розділу середовищ вакуум-напівпровідник, показані умови виникнення, особливості поширення і спектральні характеристики поверхневих геліконів. Досліджено механізми взаємодії поверхневих геліконів з джерелами електромагнітного випромінювання (зарядженою часткою, магнітним диполем). Визначено втрати енергії цих джерел на їх збудження та проведено порівняльний аналіз ефективності збудження об'ємних і поверхневих геліконів. В рамках квантовомеханічних уявлень отримано кінетичне рівняння для геліконів, зміна числа яких обумовлено взаємодією з електронами провідності.

Ключові слова: електромагнітні поля, коливання, плазма, напівпровідник, нестійкість, генерування, випромінювання, заряджені частинки, поверхневі хвилі.

Приведены дисперсионные соотношения для поверхностных магнитоплазменных волн на границе раздела сред вакуум-полупроводник, показаны условия возникновения, особенности распространения и спектральные характеристики поверхностных геликонов. Исследованы механизмы взаимодействия поверхностных геликонов с источниками электромагнитного излучения (заряженной частицей, магнитным диполем). Определены потери энергии этих источников на их возбуждение и проведен сравнительный анализ эффективности возбуждения объемных и поверхностных геликонов. В рамках квантовомеханических представлений получено кинетическое уравнение для геликонов, изменение числа которых обусловлено взаимодействием с электронами проводимости.

Ключевые слова: электромагнитные поля, колебания, плазма, полупроводник, неустойчивость, генерация, излучение, заряженные частицы, поверхностные волны.

Dispersion relations for surface magnetoplasma waves at the phase boundary vacuum-semiconductor, features of propagation and spectral characteristics of surface helicons are presented. Mechanisms of interaction of surface helicons with sources of electromag-

netic radiation (charged particle, magnetic field) have been investigated. Energy losses of these sources for their excitation were determined, and comparative analysis of efficiency of excitation of volumetric and surface helicons was carried out. Within the framework of quantum-mechanical concepts, the kinetic equation for helicons the number of which varies due to interaction with conduction electrons was obtained.

Keywords: electromagnetic fields, oscillations, plasma, semiconductor, instability, generation, radiation, charged particles, surface waves.

Введение. Исследования возможностей возбуждения поверхностных плазменных колебаний потоком заряженных частиц, движущихся вдоль поверхности проводящего твердого тела, были проведены в рамках гидродинамического подхода. [1] При этом предполагалось, что поведение частиц пучка носит коллективный характер, т.е. энергия его собственных (плазменных) колебаний может преобразовываться в энергию колебаний среды.

В данной работе рассматриваются механизмы взаимодействия волн и частиц, которые реализуются без учета коллективных свойств последних, носят частично-индивидуальный характер и обусловлены выполнением резонансных соотношений между фазовыми скоростями возбуждаемых волн и скоростью источника излучения. Интерес к подобным исследованиям вызван рядом причин. Во-первых, объектом возбуждения могут выступать поверхностные волны, фазовые скорости которых меньше объемных, что расширяет возможности их возбуждения в проводящих твердых телах, где дрейфовые скорости невелики. Кроме того, источники электромагнитного излучения могут создаваться в вакууме, где скорости носителей на порядок выше дрейфовых [2,3]. Наконец, использование сторонних источников расширяет возможности возбуждения различных типов электромагнитных колебаний, поскольку выбор источника может определяться их поляризацией.

Основные результаты. В работе [1] было предсказано существование в замагниченной твердотельной плазме непотенциальных медленных поверхностных волн (поверхностных геликонов), распространяющихся под углом к постоянному магнитному полю; магнитное поле параллельно границе раздела полупроводник – вакуум. Экспериментально эти волны обнаружены в *InSb* при комнатных температурах [1].

Сформулируем условия существования поверхностных геликонов, определим их поляризацию, спектр и затухание в электронно-дырочной плазме.

Предположим, что среда «1» – вакуум ($\gamma < 0$), а среда «2» – полупроводник ($\gamma > 0$). Постоянное магнитное поле направлено вдоль оси *OZ*. Рассмотрим характеристическое уравнение для магнитоплазменных волн в замагниченной плазме:

$$\begin{aligned} & \varepsilon_{xx} (q_y^2 + q_x^2)^2 + (q_y^2 + q_x^2) \times \\ & \times \left[(\varepsilon_{zz} + \varepsilon_{xx}) \left(q_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xx} \right) - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xy}^2 \right] + \\ & + \varepsilon_{zz} \left(q_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xx} \right) + \frac{\omega^4}{c^4} \varepsilon_{zz} \varepsilon_{xy}^2 = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где компоненты тензора диэлектрической проницаемости ε_{ij} имеют вид:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_0 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{0\alpha}^2 (\omega + i\nu_{\alpha})}{\omega [(\omega + i\nu_{\alpha})^2 - \omega_{H\alpha}^2]}, \\ \varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} = - \sum_{\alpha} \frac{i\omega_{0\alpha}^2 \omega_{H\alpha}}{\omega [(\omega + i\nu_{\alpha})^2 - \omega_{H\alpha}^2]}, \\ \varepsilon_{zz} = \varepsilon_0 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{0\alpha}^2}{\omega (\omega + i\nu_{\alpha})}. \end{aligned} \quad (2)$$

Из этого уравнения следует, что в среде «2» существует две волны – необыкновенная и обыкновенная, в которых соответственно:

$$\begin{aligned} q_{y1,2}^2 = -q_x^2 + \left\{ \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xy}^2 - (\varepsilon_{zz} + \varepsilon_{xx}) \left(q_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xx} \right) \pm \right. \\ \left. \pm \sqrt{\left[\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xy}^2 + (\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx}) \left(q_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xx} \right) \right]^2 - 4 \frac{\omega^2}{c^2} q_z^2 \varepsilon_{zz} \varepsilon_{xy}^2} \right\} \times \\ \times (2\varepsilon_{xx})^{-1}. \end{aligned} \quad (3)$$

Знак мнимой части $q_{y1,2}$ должен удовлетворять условию экспоненциального убывания амплитуды волны от границы раздела сред.

Рассмотрим область относительно низких частот и сильных магнитных полей – частота мала по сравнению с электронной циклотронной частотой:

$$qv_T < \omega < \omega_{He}.$$

Предположим, что среда обладает наибольшей проводимостью вдоль магнитного поля, и выполняются условия:

$$|\varepsilon_{zz}| \gg |\varepsilon_{xx}|, |\varepsilon_{xy}|; \quad (4)$$

$$|\varepsilon_{zz} \varepsilon_{xx}| > |\varepsilon_{xy}^2|. \quad (5)$$

Неравенство (5) может иметь место:

а) в однокомпонентных полупроводниках с относительно невысокой концентрацией носителей, когда основной вклад в компоненту ε_{xx} вносит ток смещения, и, в результате, $\varepsilon_0 \gg \frac{\omega_0^2 |\omega + i\nu|}{\omega_H^2 \omega}$;

б) в плотной (ток смещения мал) однокомпонентной плазме твердого тела с анизотропной массой носителей $\left(\left| \frac{\varepsilon_{xx} \varepsilon_{zz}}{\varepsilon_{xy}^2} \right| \sim \frac{m_{\perp}}{m_{\parallel}} \right)$, где m_{\perp} и m_{\parallel} – эффективная масса носителей поперек и вдоль магнитного поля); подобная ситуация наблюдается, например, в полуметаллах типа висмута или в многодолинных полупроводниках;

в) в плотной двухкомпонентной плазме с замагниченными электронами ($\omega_{He} \gg \nu_e$; $\omega_{Hh} < \nu_h$;

$\frac{\mu_e \mu_h}{c^2} H_0^2 \gg 1$, где $\mu_{\alpha} = \frac{e_{\alpha}}{m_{\alpha} \nu_{\alpha}}$ – подвижность носителей). Это условие реализуется в экспериментах по

обнаружению поверхностных геликонов в *InSb*.

При выполнении неравенств (4) – (5) получим из уравнения (1) величины $q_{y1,2}$, характеризующие глубину проникновения в среду необыкновенной и обыкновенной волны. Если предположить, что $q_z^2 \gg \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xx}$, то получим:

$$q_{y1}^2 = -\kappa^2 - \frac{\omega^4}{c^4} \frac{\varepsilon_{xy}^2}{q_z^2}; \quad (6)$$

$$q_{y2}^2 = -\frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon_{xx}} q_z^2 - q_x^2, \quad (7)$$

где $\kappa^2 = (q_x^2 + q_z^2)$.

Так как $|q_{y2}| \gg q_x$, то характеристики распространения парциальных волн сильно различаются. При этом компоненты необыкновенной волны, приобретаю вид:

$$H_{x1} = -\frac{\left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{yx} + q_x q_{y1}\right)}{\kappa^2} H_{y1}; \quad (8)$$

$$H_{z1} = -\frac{\left(q_{y1} \left(q_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xx}\right) - q_x \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{yx}\right)}{\kappa^2} H_{y1};$$

$$E_{x1} = \frac{\omega}{q_z c} H_{y1};$$

$$E_{y1} = \frac{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{yx} + q_x q_{y1}}{\kappa^2} \frac{\omega}{q_z c} H_{y1}; \quad E_{z1} = 0.$$

Компоненты обыкновенной волны удовлетворяют уравнениям

$$\text{rot } \vec{E} = 0; \quad \text{rot } \vec{H} = -\frac{i\omega}{c} \vec{D}; \quad \text{div } \vec{D} = 0; \quad \text{div } \vec{H} = 0. \quad (9)$$

В вакууме поля распадаются на H -волны ($E_z = 0$) и E -волны ($H_z = 0$). Поскольку нас интересуют медленные волны (фазовая скорость волны ω/κ существенно меньше скорости света в вакууме), компоненты полей в вакууме имеют вид:

$$E_z = 0; \quad H_x = \frac{q_x}{q_z} H_z; \quad H_y = -\frac{i\kappa}{q_z} H_z; \quad (10)$$

$$E_x = -\frac{\omega}{cq_z} H_y; \quad E_y = \frac{\omega}{cq_z} H_x;$$

$$H_z = 0; \quad H_x = \frac{\omega}{cq_z} E_x; \quad H_y = -\frac{\omega}{cq_z} E_y; \quad (11)$$

$$E_x = -\frac{q_x}{q_z} E_z; \quad E_y = -\frac{i\kappa}{q_z} E_z.$$

Дисперсионное соотношение $\kappa(\omega)$ определяется из граничных условий на плоскости $y = 0$. На границе выполняются условия непрерывности H_y и H_z компонент магнитного поля. При этом H_x компонента испытывает разрыв, связанный с бесконечно большой проводимостью плазмы вдоль H_0 , которая приводит к возникновению поверхностного тока вдоль оси Z ($E_z = 0$). Иными словами глубина проникновения

обыкновенной волны бесконечно мала и ее роль сводится к образованию поверхностного тока.

В двухкомпонентной плазме с замагниченными электронами $\left(\varepsilon_{xy} = \frac{i\omega_{0e}^2}{\omega\omega_{He}}, \quad \varepsilon_{xx} \approx \frac{i\omega_{0h}^2}{\omega V_h}, \quad |\varepsilon_{xx}| \ll |\varepsilon_{xy}|\right)$ для поверхностных геликонов получим:

$$\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xy} = 2iq_z^2 \frac{q_x}{\kappa}, \quad (12)$$

т.е.

$$\omega = \frac{2q_z^2 c^2 \omega_{He}}{\omega_{0e}^2} \frac{q_x}{\kappa}; \quad q_{y1} = -i \frac{q_x^2 - q_z^2}{\kappa}. \quad (13)$$

Из неравенств (4) - (5) следует, что поверхностные геликоны существуют в области углов [171]

$$1 < \text{tg}^2 \theta < \left| \frac{\varepsilon_{xx} \varepsilon_{zz}}{\varepsilon_{xy}^2} \right|, \quad (14)$$

θ – угол между H_0 и двумерным волновым вектором $\kappa(q_x, 0, q_z)$. Правая часть неравенства представляет собой условие малости относительного затухания (6) поверхностного геликона, обусловленного конечной проводимостью среды вдоль магнитного поля. На основе вышеизложенного физический механизм возникновения поверхностных геликонов заключается в следующем. В ограниченной плазме твердого тела, помещенного в постоянное магнитное поле, параллельное границе раздела сред, могут быть достигнуты условия, при выполнении которых глубины проникновения необыкновенной волны значительно больше обыкновенной. В этих условиях носители заряда (электроны) оказываются «вмороженными» в магнитное поле, и при их перемещении поперек поля происходит сгущение магнитных силовых линий, т.е. возникает градиент магнитного давления. В результате электроны совершают спиралеобразное движение и создают электромагнитную волну, вращение поляризации которой совпадает с направлением вращения электрона относительно магнитного поля. Однако поле, создаваемое обыкновенной волной, производит дополнительное воздействие, нарушающее симметрию в движении электронов, что приводит к эффекту невязимного распространения поверхностных геликонов относительно направления постоянного магнитного поля.

Поверхностные геликоны обнаружены и исследовались в образцах *InSb* при комнатных температурах в различных диапазонах частот в магнитных полях до 30 кэ [1].

Поскольку слабо затухающие поверхностные геликоны могут существовать в широком интервале частот, а их фазовые скорости малы и регулируются величиной внешнего магнитного поля, то становится возможным взаимодействие поверхностных геликонов с волнами различной природы – спиновыми, звуковыми, а также с электронными пучками.

Определим потери энергии частицы, движущейся над поверхностью полупроводника в вакууме по винтовой траектории относительно H_0 , на возбуждение поверхностных геликонов. Система координат выбрана таким образом, что плоскость $y = 0$ служит грани-

цей раздела сред, $y < 0$ – вакуум (среда «1»), $y > 0$ – полупроводник (среда «2»); $H_0 \parallel OZ$.

Пусть в вакууме на расстоянии a от полупроводника движется заряженная частица. Ее поступательная скорость вдоль оси Z – постоянная величина v_{0z} . В этом случае электромагнитные поля в вакууме определяются из уравнений:

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \\ \text{rot } \vec{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}. \end{aligned} \quad (15)$$

Поля можно представить в виде набора пространственно – временных гармоник. Например, $\vec{E}(\vec{r}, t) = \int d\omega dq_x dq_z \vec{E}(\omega, q_x, q_z, y) \cdot e^{i(q_x x + q_z z - \omega t)}$.

Электрические и магнитные поля, создаваемые в вакууме частицей, соответственно равны:

$$\begin{aligned} \vec{E}_3(\omega, q_x, q_z, y) &= \frac{4\pi^2 i}{\kappa} \left(\frac{\omega}{c^2} \vec{j} - \vec{q} \rho \right) e^{qy}; \\ \vec{H}_3(\omega, q_x, q_z, y) &= \frac{4\pi^2 i}{c\kappa} [\vec{q} \vec{j}], \end{aligned} \quad (16)$$

где ρ – плотность заряда частицы, связанная с ее током уравнением непрерывности:

$$\rho = \frac{\vec{q} \vec{j}}{\omega}; \quad (17)$$

$$j_x(\omega, q_x, q_z) = -\frac{ieR\omega_H}{2(2\pi)^3} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n J_n(|q_x|R) e^{-\kappa a} (\delta^+ - \delta^-);$$

$$j_y(\omega, q_x, q_z) = -\frac{eR\omega_H}{2(2\pi)^3} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n J_n(|q_x|R) e^{-\kappa a} (\delta^+ + \delta^-);$$

$$j_z(\omega, q_x, q_z) = \frac{ev_{0z}}{(2\pi)^3} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i)^n J_n(|q_x|R) e^{-\kappa a} \delta(\omega - q_z v_{0z} - n\omega_H).$$

Выражения для компонент тока получены в предположении $R \ll a$. Из (17) видно, что частица, движущаяся в вакууме, создает E_{z3} компоненту электрического поля, в то время как при ее движении в замагниченной плазме эта компонента равна нулю из-за бесконечно большой проводимости вдоль оси Z .

На границе $y = 0$ $E_z^{(1)}$ должно обращаться в нуль. Очевидно, что такому условию поле частицы не удовлетворяет. Поэтому в вакууме наряду с H - волной необходимо учитывать E -волну.

Иными словами, заряженная частица, движущаяся в вакууме по винтовой траектории, создает электромагнитные поля, падающие на поверхность раздела сред. Все компоненты этих полей отличны от нуля. Волна, отраженная от поверхности $y = 0$, также должна иметь все компоненты электромагнитного поля, т.е. в вакууме необходимо учитывать E и H волны одновременно.

Таким образом, в вакууме $E_z^{(1)} = E_{z2} + E_{z3}$, $H_z^{(1)} = H_{z1} + H_{z3}$, а все остальные компоненты поля являются суперпозицией полей E и H волн и поля, созданного частицей. Например, $H_y^{(1)} = H_{y1} + H_{y2} + H_{y3}$ и т.д. На границе сред непрерывны компоненты H_y и H_z , а компонента $E_z^{(1)}$ равна

нулю. Последнее условие позволяет выразить E_{z2} , а следовательно и H_{y2} , через E_{z3} .

$$H_{y2} = -\frac{4\pi^2 i \omega q_x}{c\kappa} \left(\frac{\omega}{c^2} j_z - q_z \rho \right). \quad (18)$$

Воспользовавшись для плотности заряда соотношением (8.44), получим, что на плоскости $y = 0$:

$$H_y^{(1)}(\omega, q_x, q_z) = \frac{i\kappa}{q_z} \left(H_{z1} - \frac{4\pi^2 i}{c\kappa} [\vec{q} \vec{j}]_z \right); \quad (19)$$

$$H_z^{(1)}(\omega, q_x, q_z) = H_{z1} + \frac{4\pi^2 i}{c\kappa} [\vec{q} \vec{j}]_z.$$

Выражение для H_{z1} определяется из граничных условий и равно:

$$H_{z1}(\omega, q_x, q_z) = \frac{ieR\omega_H}{2\pi c\kappa\Delta} \times \quad (20)$$

$$\times \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(|q_x|R) (-i)^n e^{-\kappa a} [(q_x - \kappa)\delta^+ + (q_x + \kappa)\delta^-],$$

$$\text{где } \Delta = 1 + \frac{i \left(q_z^2 q_{y2} + q_x \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xy} \right)}{\kappa q_z^2}.$$

Выразив E_{x1} , E_{y1} через H_{z1} , найдем потери энергии частицы на возбуждение поверхностных геликонов.

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon}{dt} &= \frac{eR\omega_H}{2c} \int d\omega dq_x dq_z \frac{\omega}{q_z^2} H_{z1}(\omega, q_x, q_z) e^{-\kappa a} \times \\ &\times \sum_{n'=-\infty}^{\infty} (i)^{n'} J_{n'}(|q_x|R) \left\{ (q_x - \kappa) e^{-i[\omega - q_z v_{0z} - (n'+1)\omega_H]t} + \right. \\ &\left. + (q_x + \kappa) e^{-i[\omega - q_z v_{0z} - (n'-1)\omega_H]t} \right\} \quad (21) \end{aligned}$$

В условиях черенковского излучения, когда $\delta^+ = \delta^- = \delta(\omega - q_z v_{0z})$; $n, n' = \pm 1$

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{ieR\omega_H}{c} \int d\omega dq_x dq_z \frac{\omega q_x}{q_z^2} H_{z1}(\omega, q_x, q_z) \times e^{-\kappa a} J_1(|q_x|R), \quad (22)$$

$$\text{где } H_{z1}(\omega, q_x, q_z) = \frac{eR\omega_H}{\pi c\kappa\Delta} J_1(|q_x|R) e^{-\kappa a} \delta(\omega - q_z v_{0z}).$$

После интегрирования по ω получим:

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon}{dt} &= \frac{ie^2 R^2 \omega_H^2 v_{0z}}{\pi c^2} \int dq_x dq_z e^{-2\kappa a} \times \\ &\times \frac{q_x^2}{q_z \sqrt{\kappa^2 - q_0^2 + \kappa q_z - q_x q_0}} J_1^2(|q_x|R). \end{aligned} \quad (23)$$

Здесь $\text{Im } q_0$ – малая и положительная величина. Подынтегральное выражение в (23) в плоскости комплексного переменного q_z имеет полюс, значение которого q_{z0} определяется из уравнения:

$$q_x q_0 = q_z \sqrt{\kappa^2 - q_0^2} + q_z \kappa.$$

Так как $v_{0z} > 0$, то волновой вектор \vec{q} имеет положительную составляющую q_z . Тогда и $q_x > 0$. Из условия $\sqrt{\kappa^2 - q_0^2} = 0$ находим, что $q_{z\text{min}}^2 = q_0^2 - q_z^2$. В полюсе $q_{z0}^2 = \frac{q_0^2 q_x^2}{4q_x^2 - q_0^2}$, т.е. $q_{z\text{min}}^2 = \frac{q_0^2}{2}$. Взяв интеграл по d_z , получим

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = -\frac{8e^2 R^2 \omega_H^2 v_{0z}}{c^2} \times \int_{q_{x \min}}^{q_{x \max}} dq_x e^{-2\kappa a} \frac{q_z^2 (2q_x^2 - q_0^2)}{(4q_x^2 - q_0^2)^{3/2}} J_1^2(|q_x| R), \quad (24)$$

где $q_{x \max} \leq \frac{1}{a}$.

Так как $|q_x|_{\max} R \ll 1$, то потери энергии частицы на черенковское возбуждение поверхностных геликонов равны:

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} \approx -\frac{e^2 \omega_H^2 v_{0z}}{8c^2} \left(\frac{R}{a}\right)^4 \quad (25)$$

или, если ввести магнитный момент частицы

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = -\frac{1}{2} \frac{M_{0z}^2 v_{0z}}{a^4}. \quad (26)$$

Потери энергии частицы на возбуждение объемных геликонов в $\frac{1}{4}(q_0 a)^4$ раз меньше потерь энергии на возбуждение поверхностных геликонов. Это связано с тем, что взаимодействие частицы с поверхностным геликоном происходит в результате возбуждения E и H – волн одновременно.

Рассмотрим теперь взаимодействие поверхностных геликонов с магнитным диполем $\vec{M}(\vec{r}, t) = \vec{M}_0 \delta(x) \delta(y+a) \delta(z-v_0 t)$, $\vec{M}_0 = (0, 0, M_0)$, движущимся вдоль H_0 со скоростью v_0 на расстоянии a от границы раздела сред. В этом случае для нахождения компонент поля необходимо в плазме полупроводника воспользоваться уравнениями:

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \quad \text{div } \vec{B} = 0; \quad (27)$$

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi \vec{M}; \quad \text{rot } \vec{H} = 0.$$

Изменение энергии магнитного диполя в результате взаимодействия с поверхностным геликоном запишется:

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} = \int H_z \frac{\partial M_z}{\partial t} dV. \quad (28)$$

Представляя решения однородных и неоднородных уравнений Максвелла в виде суммы пространственно-временных гармоник, например,

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \sum_{q_x, q_z} \vec{H}(y) \exp(i(q_x x + q_z z - \omega_q t))$$

и используя граничные условия при $y=0$; $y=\pm\infty$, можно получить компоненту $H_z(\vec{r}, t)$ поверхностного геликона через M_0 . Тогда выражение для потерь энергии диполя при $q_{y1} a \ll 1$ примет вид:

$$-\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} \equiv \sum_q \hbar \omega_q \frac{\partial N_q}{\partial t} = \frac{4\pi^2 M_0^2}{S} \sum_q \omega_q^2 \frac{q_z^2}{q q_x^2} (q_x^2 - q_z^2) \delta(\omega_q - q_z v_0), \quad (29)$$

где S – площадь полупроводника, N_q – число поверхностных геликонов с энергией $\hbar \omega_q$. В таком же виде могут быть представлены и потери энергии частицы (25). Эти представления позволяют найти матричный

элемент гамильтониана взаимодействия поверхностных геликонов с заряженными частицами или магнитными диполями, составить соответствующие кинетические уравнения для поверхностных геликонов и получить соответствующие выражения для декрементов или инкрементов при наличии потока заряженных частиц. Оценим потери энергии движущегося в вакууме магнитного диполя на возбуждение поверхностных геликонов. В результате интегрирования формулы (29), они определяются следующей величиной

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} \approx -M_{0z}^2 q_0^4 v_{0z} \ln \frac{2}{aq_0}; \quad a q_0 \ll 1. \quad (30)$$

Таким образом, механизмы ВЧ излучения объемных и поверхностных геликонов различаются. Потери энергии частицы, движущейся по винтовой линии относительно постоянного магнитного поля, на возбуждение объемного геликона эквивалентны потерям энергии магнитного диполя, движущего вдоль H_0 с постоянной скоростью. Излучение поверхностного геликона происходит в результате возбуждения не только H -волн, но и E -волн, что приводит к возрастанию потерь энергии частицы. Рассмотренные явления могут иметь место в природных условиях. Например, в ионосфере, где наблюдается распространение свистящих атмосфериков (объемных геликонов), в солнечной короне, в межзвездной плазме, которую пересекают космические частицы, движущиеся с различными скоростями.

Заметим, что поверхностные геликоны существуют в условиях $q_x^2 \ll q_z^2 \left| \frac{\epsilon_{zz}}{\epsilon_{xx}} \right|$. Однако на границе

плазмы полупроводников в области высоких частот $\omega_e \geq \omega_{He}$ могут существовать косые поверхностные колебания электростатического типа. В этом случае выполняется противоположное неравенство $q_x^2 \gg q_z^2 \left| \frac{\epsilon_{zz}}{\epsilon_{xx}} \right|$. Дисперсионное уравнение этих колебаний имеет вид:

$$1 + \epsilon_{xx} + i \frac{q_x}{|q_x|} \epsilon_{xy} = 0. \quad (31)$$

т.е. $\omega(\omega \pm \omega_{He}) = \frac{\omega_0^2}{(\epsilon_0 + 1)}$ (для $q_x > 0$; $q_x < 0$ соответственно).

Оно следует из уравнений электростатики ($\text{rot } \vec{E} = 0$; $\text{div } \vec{D} = 0$) и граничных условий на поверхности вакуум – плазменная среда ($y=0$) и на бесконечности ($y=\pm\infty$).

Оценим черенковские потери заряженной частицы, движущейся в вакууме по спирали относительно H_0 на возбуждение этих колебаний. Электрические поля, создаваемые частицей, определяются выражением (8.44) и при $c \rightarrow \infty$ приобретают вид:

$$\vec{E}(\omega, q_x, q_z, y) = -\frac{ieq_x}{2\pi|q_x|} J_n(|q_x| R) e^{-|q_x|(y+a)} \delta(\omega - q_z v_{0z}). \quad (32)$$

Здесь $\vec{q} = (q_x, |q_x|, q_z)$, $y < 0$, $R \ll a$.

Полное электрическое поле в вакууме является

суперпозицией полей (11) и (22). Из граничных условий находим амплитуды поверхностных колебаний в (21) вакууме:

$$\begin{aligned} \vec{E} = & -\frac{ie}{2\pi} \int \frac{q_x}{|q_x|} \frac{(1 - \varepsilon_{xx} - i \frac{q_x}{|q_x|} \varepsilon_{xy})}{(1 + \varepsilon_{xx} + i \frac{q_x}{|q_x|} \varepsilon_{xy})} \times \\ & \times J_n(|q_x|R) e^{i|q_x|(y+a) + i(q_x x + q_z z - \omega t)} \times \\ & \times \delta(\omega - q_z v_{0z}) d\omega dq_z dq_x; \\ E_x = & \frac{q_x}{q_z} E_z; \quad E_y = -i \frac{|q_x|}{q_z} E_z. \end{aligned} \quad (33)$$

В результате интегрирования по q_z ; ω потери энергии частицы запишутся:

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} = -\frac{2e^2 \omega_0^2}{v_0 (\varepsilon_0 + 1)^2} \int_{q_{x, \min}}^{q_{x, \max}} \frac{dq_x}{|q_x|} J_n^2(|q_x|R) e^{-2|q_x|a}. \quad (34)$$

где $q_{x, \min} \approx \frac{1}{L_x}$; $q_{x, \max} \approx \frac{1}{a}$. L_x – размеры образца в направлении X . При $(|q_x|R) \ll 1$ это выражение не зависит от магнитного поля и совпадает с выражением для потерь энергии частицы, движущейся над изотропной средой на возбуждение поверхностных плазмонов. В этом случае:

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} = -\frac{2e^2 \omega_0^2}{v_0 (\varepsilon_0 + 1)^2} \ln \frac{L_x}{a}. \quad (35)$$

Заметим, что эффекты, описываемые формулой (35) играют важную роль при воздействии импульсного электромагнитного излучения на элементы радиоизделий, в которых возникают наведенные токи [7-9]. Таким образом, при движении заряженной частицы над магнитоактивной плазменной средой, ее потери энергии состоят из потерь энергии на возбуждение поверхностных электростатических колебаний и поверхностных геликонов.

Выводы

1. Построена теория взаимодействия магнито-плазменных колебаний с источниками электромагнитного излучения, движущихся вдоль постоянного магнитного поля, изложен метод определения вероятностей процессов излучения и поглощения энергии колебаний частицами и построения кинетических уравнений для магнитоплазменных колебаний.

2. Определены потери энергии заряженной частицы, движущейся с постоянной скоростью вдоль постоянного магнитного поля в плазме твердого тела на возбуждение объемных геликонов. В рамках квантово-механических представлений получено кинетическое уравнение для геликонов, изменение числа которых обусловлено взаимодействием с электронами проводимости. Исследован механизм бесстолкновительного затухания колебаний такого рода, обусловленный их черенковским взаимодействием с зарядами. Определены условия возбуждения геликонов потоком заряженных частиц и получено выражение для инкремента их неустойчивости.

3. Приведены дисперсионные соотношения для по-

верхностных магнитоплазменных волн на границе раздела сред вакуум – полупроводник, показаны условия возникновения, особенности распространения и спектральные характеристики поверхностных геликонов. Исследованы механизмы взаимодействия поверхностных геликонов с источниками электромагнитного излучения (заряженной частицей, магнитным диполем). Определены потери энергии этих источников на их возбуждение и проведен сравнительный анализ эффективности возбуждения объемных и поверхностных геликонов.

Список литературы:

1. Белецкий Н.Н. Электромагнитные явления СВЧ – диапазона в неоднородных полупроводниковых структурах / Н.Н. Белецкий, В.М. Светличный, Д.Д. Халамейда, В.М. Яковенко. – Киев.: Наукова думка, 1991. – 216 с.
2. Михайлов М.И. Электромагнитные влияния на соединения связи / М.И. Михайлов, Л.Д. Разумов, С.А. Соколов. – М.: Радио и связь, 1979. – 225 с.
3. Стил М. Взаимодействие волн в плазме твердого тела / М. Стил, Б. Вюраль. – М.: Атомиздат, 1973. – 312 с.
4. Мырова Л.О. Обеспечение стойкости аппаратуры связи к ионизирующим электромагнитным излучениям / Л.О. Мырова, А.З. Чепижченко. – М.: Радио и связь, 1988. – 235 с.
5. Зи С. Физика полупроводниковых приборов / С. Зи. – М.: Мир, 1984. – 456 с.
6. Кравченко В.И. Влияние стороннего электромагнитного излучения на волноводные характеристики полупроводниковых комплекующих электрорадиоизделий / В.И. Кравченко, В.И. Яковенко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев // Вестник НТУ «ХПИ». – 2009. – № 11. – С. 62–69.
7. Кравченко В.И. Возбуждение электромагнитных колебаний в 2-D электронных структурах токами, наведенными внешним излучением / В.И. Кравченко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев // Вестник НТУ «ХПИ». – 2012. – № 21. – С. 154–161.
8. Кравченко В.И. Генерация электромагнитных колебаний полупроводниковой структуры в условиях стороннего электромагнитного воздействия / В.И. Кравченко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев // Вестник НТУ «ХПИ». – 2012. – № 21. – С. 161–169.
9. Кравченко В.И. Влияние потока заряженных частиц. Наведенного внешним электромагнитным излучением, на волноводные характеристики полупроводниковых комплекующих электрорадиоизделий / В.И. Кравченко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев // Вестник НТУ «ХПИ». – 2013. – № 27. – С. 83–89.
10. Кравченко В.И. Влияние стороннего электромагнитного излучения на волноводные характеристики полупроводниковой сверхрешетки / В.И. Кравченко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев // Вестник НТУ «ХПИ». – 2013. – № 27. – С. 89–96.
11. Кравченко В.И. Затухание поверхностных колебаний полупроводниковых структур электрорадиоизделий в условиях воздействия стороннего электромагнитного излучения / В.И. Кравченко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев // Вестник НТУ «ХПИ». – 2013. – № 27. – С. 96–103.
12. Кравченко В.И. Кинетические механизмы взаимодействия поверхностных колебаний с электронами проводимости полупроводниковых структур в условиях воздействия стороннего электромагнитного излучения / В.И. Кравченко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев // Вестник НТУ «ХПИ». – 2013. – № 27. – С. 103–111.

References (transliterated)

1. Beleckij N.N., Svetlichnyj V.M., Halamejda D.D., Jakovenko V.M. Jelektromagnitnye javlenija SVCh – diapazona

v neodnorodnyh poluprovodnikovoyh strukturah. Kiev: Naukova dumka. 1991. 216 p.

2. Mihajlov M.I., Razumov L.D., Sokolov S.A. Jelektromagnitnye vlijanija na sooruzhenija svjazi. Moscow: Radio i svjaz'. 1979. 225 p.

3. Stil M., Vjural' B. Vzaimodejstvie voln v plazme tverdogo tela. Moscow: Atomizdat, 1973. 312 p.

4. Myrova L.O., Chepizhenko A.Z. Obespechenie stojkosti apparatury svjazi k ionizirujushhim jelektromagnitnym izluchenijam. Moscow: Radio i svjaz', 1988. 235 p.

5. Zi C. Fizika poluprovodnikovoyh priborov. Moscow: Mir. 1984. 456 p.

6. Kravchenko V.I., Jakovenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Vlijanie storonnogo jelektromagnitnogo izluchenija na volnovodnye karakteristiki poluprovodnikovoyh komplektujushhih jelektroradioizdelij. Vestnik NTU "KhPI". 2009. No 11. pp. 62–69.

7. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Vozbuzhdenie jelektromagnitnyh kolebanij v 2-D jelektronnyh strukturah tokami, navedennymi vneshnim izlucheniem. Vestnik NTU "KhPI". 2012. No 21. pp. 154–161.

8. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Gen-

eracija jelektromagnitnyh kolebanij poluprovodnikovoy struktury v uslovijah storonnogo jelektromagnitnogo vozdejstvija. Vestnik NTU "KhPI". 2012. No 21. pp. 161–169.

9. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Vlijanie potoka zarjzhenykh chastic. Navedennogo vneshnim jelektromagnitnym izlucheniem, na volnovodnye karakteristiki poluprovodnikovoyh komplektujushhih jelektroradioizdelij. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 83–89.

10. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Vlijanie storonnogo jelektromagnitnogo izluchenija na volnovodnye karakteristiki poluprovodnikovoy sverhreshetki. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 89–96.

11. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Zatuhanie poverhnostnyh kolebanij poluprovodnikovoyh stuktur jelektroradioizdelij v uslovijah vozdejstvija storonnogo jelektromagnitnogo izluchenija. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 96–103.

12. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Kineticheskie mehanizmy vzaimodejstvija poverhnostnyh kolebanij s jelektronami provodimosti poluprovodnikovoyh struktur v uslovijah vozdejstvija storonnogo jelektromagnitnogo izluchenija. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 103–111.

Поступила (received) 13.09.2017

Бібліографічні описи / Библиографические описания / Bibliographic descriptions

Взаємодія магнітоплазмових коливань із джерелами електромагнітного випромінювання / В.І. Кравченко, Л.В. Ваврив, І.В. Яковенко // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Техніка та електрофізика високих напруг. – Х.: НТУ «ХПІ», 2017. – № 38 (1260). – С. 38-44. – Бібліогр.: 12 назв. – ISSN 2519-2248 (Online), 2079-0740 (Print).

Взаимодействие магнитоплазменных колебаний с источниками электромагнитного излучения / В.И. Кравченко, Л.В. Ваврив, И.В. Яковенко // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Техніка та електрофізика високих напруг. – Х.: НТУ «ХПІ», 2017. – № 38 (1260). – С. 38-44. – Бібліогр.: 12 назв. – ISSN 2519-2248 (Online), 2079-0740 (Print).

Interaction of Magnetoplasma Oscillations with Sources of Electromagnetic Radiation / V. Kravchenko, L. Vavriv, I. Yakovenko // Bulletin of NTU "KhPI". Series: Technique and electrophysics of high voltage. – Kharkiv: NTU "KhPI", 2017. – № 38 (1260). – С. 38-44. – Bibliogr.: 12. – ISSN 2519-2248 (Online), 2079-0740 (Print).

Відомості про авторів / Сведения об авторах / About the Authors

Кравченко Володимир Іванович – доктор технічних наук, професор, директор НДПКІ «Молнія» НТУ «ХПІ», тел. (057) 707-61-33, e-mail: nii90@email.ua

Кравченко Владимир Иванович – доктор технических наук, профессор, директор НИПКИ «Молния» НТУ «ХПІ», тел. (057) 707-61-33, e-mail: nii90@email.ua

Kravchenko Vladimir Ivanovich – Doctor of Technical Sciences, Professor, Director of NDPKI "Molniya" NTU "KhPI", tel. (057) 707-61-33, e-mail: nii90@email.ua

Ваврив Людмила Владиславівна – кандидат фізико-математичних наук, с.н.с., НДПКІ «Молнія» НТУ «ХПІ», тел. (057) 707-63-09, tel. (057) 707-61-33, e-mail: l.v.vavriv@gmail.com

Ваврив Людмила Владиславовна – кандидат физико-математических наук, с.н.с., НИПКИ «Молния» НТУ «ХПІ», тел. (057) 707-63-09, tel. (057) 707-61-33, e-mail: l.v.vavriv@gmail.com

Vavriv Lyudmyla - Candidate of Physico-Matematic Sciences, Senior Researcher, NIPKI "Molniya" NTU "KhPI", tel. (057) 707-61-33, e-mail: l.v.vavriv@gmail.com

Яковенко Ігор Володимирович – доктор фізико-математичних наук, професор, професор кафедри «Системи інформації» НТУ «ХПІ», тел. (057) 707 66 18, e-mail: yakovenko60IV@ukr.net

Яковенко Игорь Владимирович – доктор физико-математических наук, профессор, профессор кафедры «Системы информации» НТУ «ХПІ», тел. (057) 707-66-18, e-mail: yakovenko60IV@ukr.net

Yakovenko Igor Vladimirovich – Doctor of Physico-Matematic Sciences, Professor, Professor of the Department Information System of NTU "KhPI", tel. (057) 707-66-18, e-mail: yakovenko60IV@ukr.net