

В.І. КРАВЧЕНКО, Л.В. ВАВРИВ, І.В. ЯКОВЕНКО

ВОЗБУЖДЕНИЕ ГЕЛИКОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ В УСЛОВИЯХ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЭМИ

Робота пов'язана з вивченням особливостей збудження магнітоплазмових коливань, які поширяються під кутом до паралельного межі постійного магнітного поля. Серед такого типу коливань особливе місце займають поверхневі гелікони. Отримані в даній роботі результати досліджень взаємодії поверхневих геліконів з рухомими уздовж межі джерелами електромагнітного випромінювання відкривають нові можливості реєстрації повільних магнітоплазмових хвиль в умовах впливу зовнішнього ЕМІ. В основі механізму перетворення кінетичної енергії джерела в електромагнітне випромінювання лежить резонансна взаємодія зарядженої частинки з полем монохроматичної хвилі.

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

Настоящая работа связана с изучением особенностей возбуждения магнитоплазменных колебаний распространяющихся под углом к параллельному границе постоянному магнитному полю. Среди такого типа колебаний особое место занимают поверхностные геликоны. Полученные в данной работе результаты исследований взаимодействия поверхностных геликонов с движущимися вдоль граници источниками электромагнитного излучения, открывают новые возможности регистрации медленных магнитоплазменных волн в условиях воздействия внешнего ЭМИ. В основе механизма преобразования кинетической энергии источника в электромагнитное излучение лежит резонансное взаимодействие заряженной частицы с полем монохроматической волны.

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

The work is connected with investigation of features of excitation of magnetoplasma oscillations propagating at an angle to constant, parallel to the boundary, magnetic field. Surface helicons occupy a special place among the oscillations of such type. Results of investigations of interaction of surface helicons with sources of electromagnetic radiation moving along the boundary, obtained in the work, open new possibilities of registration of slow magnetoplasma waves under the action of external EMP. Resonant interaction of the charged particle with field of monochromatic wave underlies a mechanism of transformation of kinetic energy of the source into electromagnetic radiation.

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

Введение. Задачи преобразования энергии потоков заряженных частиц, наведенных внешним электромагнитным излучением (ЭМИ) в энергию колебаний полупроводниковых структур, комплектующих электрорадиоизделия, находят все большее практическое применение при разработке методов защиты и регистрации внешнего электромагнитного влияния.

В полупроводниковой электронике особое место занимают колебания магнитоактивной полупроводниковой плазмы. Это связано с тем, что постоянное магнитное поле приводит к существенному изменению и обогащению спектра электромагнитных колебаний. Условия существования, дисперсионные, поляризационные и энергетические характеристики этих волн существенно зависят не только от величины, но и от ориентации постоянного магнитного поля, что определяет их преимущества перед объемными.

Поверхностные магнитоплазменные волны наиболее хорошо изучены в геометрии Фойгта, когда волны распространяются поперек магнитного поля. Именно в этой конфигурации впервые была показана возможность существования поверхностных электромагнитных волн на границе гиротропной среды [1]. К настоящему времени свойства поверхностных магнитоплазменных волн в геометрии Фойгта исследованы как на поверхности металлов, так и полупроводниковой плазмы [4].

Настоящая работа связана с изучением особенностей возбуждения магнитоплазменных колебаний распространяющихся под углом к параллельному границе постоянному магнитному полю. Среди такого типа колебаний особое место занимают поверхностные геликоны. Эти волны обладают рядом интересных особенностей [1]: область их существования не зависит от соотношений между частотой сигнала и столкновений носителей, они имеют относительно малые фазовые скорости и могут взаимодействовать с акустическими колебаниями в полупроводниках. Полученные в данной работе результаты исследований взаимодействия поверхностных геликонов с движущимися вдоль граници источниками электромагнитного излучения, открывают новые возможности регистрации медленных магнитоплазменных волн в условиях воздействия внешнего ЭМИ. В основе механизма преобразования кинетической энергии источника в электромагнитное излучение лежит резонансное взаимодействие заряженной частицы с полем монохроматической волны.

Основные результаты. В работе исследуются особенности излучения геликоновых волн заряженной частицей, движущейся в магнитоактивной плазме твердого тела. В плазме твердого тела, где важную роль играют столкновения частиц, эти волны пред-

ставляют собой в некотором смысле уникальное явление: они могут распространяться в широком диапазоне частот, слабо затухая, вне зависимости от соотношений между частотой сигнала и частотой соударений носителей электричества. Геликоны имеют квадратичный закон дисперсии и малые фазовые скорости. Их поляризация является эллиптической в плоскости перпендикулярной направлению постоянного магнитного поля H_0 , а компонента электрического поля вдоль H_0 мала [2].

Очевидно, что при движении заряженной частицы вдоль постоянного магнитного поля ее взаимодействие с электрическим полем геликона очень слабо. Поэтому для более эффективного взаимодействия заряд должен иметь отличные от нуля компоненты скорости поперек H_0 , т.е. двигаться по винтовой линии.

Рассмотрим взаимодействие геликона и частицы, движущейся в магнитоактивной плазме по винтовой траектории относительно постоянного магнитного поля. Систему координат выбираем таким образом, чтобы ось OZ была параллельна направлению H_0 , вдоль которого частица движется с постоянной скоростью v_{0z} . Компоненты скорости вдоль оси X и Y соответственно равны:

$$v_{0x} = -R\omega_H \sin \omega_H t; \quad v_{0y} = -R\omega_H \cos \omega_H t. \quad (1)$$

где R – лармировский радиус, ω_H – циклотронная частота электрона с зарядом e и массой m .

Заряженная частица создает в плазме ток, плотность которого определяется формулой:

$$\vec{j} = e\vec{v}\delta(x - x_0)\delta(y - y_0)\delta(z - v_{0z}t), \quad (2)$$

где

$$x_0 = R \cos \omega_H t; \quad y_0 = -R \sin \omega_H t. \quad (3)$$

Система уравнений, описывающая взаимодействие частицы с геликоном, в замагниченной плазме имеет вид:

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}; \quad \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{u} \vec{H}_0] = 0; \\ \text{rot } \vec{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}; \quad \vec{D} = 4\pi e n_0 \int_{-\infty}^t \vec{u} dt, \end{aligned} \quad (4)$$

где \vec{u} – скорость электронов проводимости среды, n_0 – их концентрация. Воспользовавшись разложением Фурье, представим электромагнитное поле, создаваемое частицей, в виде совокупности пространственно-временных гармоник. Например, напряженность электрического поля в среде в произвольной точке \vec{r} в момент времени t определяется формулой:

$$E(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int d\vec{q} E(\omega, \vec{q}) e^{i(\vec{q}\vec{r} - \omega t)}, \quad (5)$$

где \vec{q} – волновой вектор, ω – частота волны. Тогда из уравнения (4) для Фурье-компонент напряженности электрического поля \vec{E} получим:

$$\begin{aligned} E_x(\omega, \vec{q}) &= \frac{4\pi i \omega}{c^2 \Delta} \times \\ &\times \left[(q_x^2 + q_z^2) j_x + \left(q_x q_y + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{xy} \right) j_y \right]; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_y(\omega, \vec{q}) &= \frac{4\pi i \omega}{c^2 \Delta} \times \\ &\times \left[\left(q_x q_y - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{xy} \right) j_x + (q_y^2 + q_z^2) j_y \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

$$\text{Здесь } \Delta = q^2 q_z^2 + \frac{\omega^4}{c^4} \epsilon_{xy}^2; \quad \epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} = \frac{4\pi e n_0 c}{\omega H_0}.$$

При этом Фурье-компоненты плотности тока, создаваемого частицей, равны:

$$\begin{aligned} j_x(\omega, \vec{q}) &= -\frac{ieR\omega_H}{2(2\pi)^3} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-in\left(\phi+\frac{\pi}{2}\right)} J_n(q_\perp R) (\delta^+ - \delta^-); \\ j_y(\omega, \vec{q}) &= -\frac{eR\omega_H}{2(2\pi)^3} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-in\left(\phi+\frac{\pi}{2}\right)} \times J_n(q_\perp R) (\delta^+ + \delta^-); \\ j_z(\omega, \vec{q}) &= \frac{ev_{0z}}{(2\pi)^3} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-in\left(\phi+\frac{\pi}{2}\right)} \times J_n(q_\perp R) \delta(\omega - q_z v_{0z} - n\omega_H). \end{aligned} \quad (7)$$

$$\delta^\pm = \delta[\omega - q_z v_{0z} - (n \pm 1)\omega_H]; \quad q_\perp = \sqrt{q_x^2 + q_y^2};$$

$q_x = q_\perp \cos \phi; \quad q_y = q_\perp \sin \phi; \quad J_n(q_\perp R)$ – функция Бесселя n -го порядка. При вычислении (7) использовалось соотношение:

$$e^{-iq_\perp R \sin \alpha} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(q_\perp R) e^{-in\alpha}. \quad (8)$$

Взяв значение напряженности электрического поля в точке нахождения заряженной частицы, т.е. в точке $\vec{r} = r_0(t)$; $r_0(t) = (x_0, y_0, v_{0z}t)$ и воспользовавшись для нахождения потерь энергии частицы в единицу времени формулой:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = e\vec{v}\vec{E} \Big|_{r=r_0(t)}, \quad (9)$$

получим:

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon}{dt} &= \frac{ieR\omega_H}{2} \int [E_+(\omega, \vec{q}) e^{i\omega_H t} - E_-(\omega, \vec{q}) e^{-i\omega_H t}] \times \\ &\times e^{i(\vec{q}r_0 - \omega t)} d\omega d\vec{q}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\text{где } E_\pm(\omega, \vec{q}) = E_x(\omega, \vec{q}) \pm iE_y(\omega, \vec{q}).$$

При интегрировании (10) особая точка $\Delta = 0$ обходится снизу. Принимая во внимание геометрию задачи, в выражении (8) удобно перейти к цилиндрической системе координат. Воспользовавшись соотношением:

$$\int_0^{2\pi} e^{i(\alpha - \alpha')\phi} d\phi = 2\pi \delta_{\alpha\alpha'}, \quad (11)$$

выражение (10) можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon}{dt} &= \frac{i(eR\omega_H)^2}{4\pi c^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \omega d\omega \int_{-\infty}^{\infty} dq_z \int_0^{\infty} \frac{q_\perp dq_\perp}{\Delta} \times \\ &\times \left\{ \delta^+ e^{i[(n+1)\omega_H - \omega + q_z v_z]t} \left[\left(q^2 + q_z^2 - 2i \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{xy} \right) \times \right. \right. \\ &\times J_n^2(q_\perp R) + q_\perp^2 J_n(q_\perp R) J_{n+2}(q_\perp R) \Big] + \\ &+ \delta^- e^{i[(n-1)\omega_H - \omega + q_z v_z]t} \left[\left(q^2 + q_z^2 + 2i \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{xy} \right) \times \right. \\ &\times J_n^2(q_\perp R) + q_\perp^2 J_n(q_\perp R) J_{n-2}(q_\perp R) \Big] \end{aligned} \quad (12)$$

Определим потери энергии частицы на излучение В.-Ч. геликонов. В этом случае в (12) $n=\pm 1$ и $\delta^+ = \delta^- = \delta(\omega - q_z v_{0z})$. После интегрирования по ω получим:

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \frac{i(eR\omega_H)^2}{\pi c^2} v_{0z} \int_0^\infty q_\perp J_1^2(q_\perp R) dq_\perp \times \times \int_{-\infty}^\infty \frac{q_z dq_z}{q_\perp^2 + q_z^2 - \tilde{q}_0^2}, \quad (13)$$

$$\text{где } \tilde{q} = q_0 + iq'_0; \quad q_0 = \frac{4\pi e n_0 v_{0z}}{H_0 c}; \quad q'_0 = \frac{2\pi n_0 m v_{0z} V}{H_0^2},$$

$q_0 >> q'_0$. Здесь q_0 – значение волнового вектора геликона в условиях черенковского резонанса $\omega_q = q_z v_{0z}$,

где $\omega_q = \frac{q q_z H_0 c}{4\pi e n_0}$. Для нахождения q'_0 в уравнениях (4)

необходимо учесть эффективную частоту столкновений v электронов проводимости, т.е. $m_e \vec{v} = e \left[\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{u} \vec{H}_0] \right]$, где m_e – эффективная масса

электронов проводимости. При интегрировании по q_z используем соотношение $\lim_{\gamma \rightarrow 0} \frac{1}{x-i\gamma} = \frac{P}{x} + i\pi\delta(x)$, где P – интеграл в смысле главного значения. Поскольку подынтегральное выражение является четной функцией q_z , то в (13) вклад дает только δ -функция и

$$\frac{d\epsilon}{dt} = -\frac{(eR\omega_H)^2}{2c^2} v_{0z} \int_0^{q_0} q_\perp J_1^2(q_\perp R) dq_\perp. \quad (14)$$

Полагая $q_0 R \ll 1$, найдем потери частицы на В.-Ч. излучение геликонов:

$$\frac{d\epsilon}{dt} = -\frac{e^2 R^4 \omega_H^2 q_0^4 v_{0z}}{32c^2}. \quad (15)$$

Если ввести магнитный момент, создаваемый заряженной частицей, вращающейся в плоскости XY ,

$$M_{0z} = \frac{mv_\phi^2}{2H_0}, \text{ где } v_\phi^2 = v_{0x}^2 + v_{0y}^2 = R^2 \omega_H^2, \text{ то формула (15)}$$

запишется следующим образом:

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = -\frac{M_{0z}^2 q_0^4 v_{0z}}{8}, \quad (15a)$$

т.е. потери энергии частицы на излучение В.-Ч. геликонов можно трактовать как взаимодействие магнитного диполя с магнитным полем волны, создаваемым им. Действительно, выражение (15a) следует из системы уравнений:

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}; \quad \text{rot} \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}, \quad (16)$$

где $\vec{j} = c \text{rot} \vec{M}$; $\vec{M}(\vec{r}, t) = M_0 \delta(x) \delta(y) \delta(z - v_{0z} t)$; $M_0 = (0, 0, M_{0z})$ и формулы, определяющей потери энергии магнитного диполя:

$$\frac{d\epsilon}{dt} = -M_{0z} \frac{\partial H_z}{\partial t} \Big|_{x=0, y=0, z=v_{0z}t}, \quad (17)$$

$$\text{т.к. } \int \vec{j} \cdot d\vec{E} d\vec{r} = \int \vec{M} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} d\vec{r}.$$

На возможность излучения В.-Ч. электромагнитным полем впервые обратил внимание В.Л.Гинзбург [3]. Им было показано, что это излучение мало по сравнению с излучением заряда. Действительно в квантующем магнитном поле, когда поперечная энергия осциллятора равна $\frac{\hbar\omega_H}{2}$, величина магнитного

момента равняется магнетрону Бора $\frac{e\hbar}{2mc} = 10^{-29}$ эрг/г и пренебрежимо мала по сравнению с его значением в классическом случае $M_{0z} = \frac{mv_\phi^2}{2H_0} \approx 10^{-14}$ эрг/г где $v_\phi \approx 10^8$ см/с; $H_0 \approx 10^3$ Э.

Как показывают численные оценки, излучение геликонов может быть обнаружено экспериментально в результате их возбуждения электронным сгустком (электроны должны проходить через отверстие, сделанное в образце). Если радиус отверстия меньше длины волны, то размеры отверстия не влияют на величину эффекта, т.к. магнитный момент параллелен направлению движения сгустка.

Для электронного сгустка, имеющего форму шара с радиусом $a = 10^{-1}$ см, с плотностью тока $j \sim 100$ А/см², ($v_0 = 3 \cdot 10^9$ см/с; $n_0 \sim 10^{11}$ см⁻³) потери энергии на возбуждение геликона ($\omega \sim 10^{10}$ с⁻¹, $q \sim 3$ см⁻¹) равны $\left| \frac{d\epsilon}{dt} \right| = 10^{-2} (q_0 R)^4$ Вт. При $q_0 R \sim 10^{-1}$

$$\left| \frac{d\epsilon}{dt} \right| \sim 1 \text{ мкВт.}$$

Из (12) при $n = \pm 1$ нетрудно найти распределение потерь энергии по углу ϑ между направлением постоянного магнитного поля и направлением распространения волн ($q_z = q \cos \vartheta$; $q_\perp = q \sin \vartheta$).

$$\frac{d\epsilon}{dt d\vartheta} = -\frac{(eR\omega_H)^2 R^2 q_0^4 v_{0z}}{8\pi c^2} f(\vartheta); \quad (18)$$

$$f(\vartheta) = \sin^3 \vartheta \cos \vartheta.$$

Зная потери энергии на излучение В.-Ч. геликонов, определим бесстолкновительное затухание этих волн. С этой целью представим формулу (12) при $n = \pm 1$ и $q_\perp R \ll 1$ в виде:

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \sum_q \frac{d\epsilon_q}{dt}, \quad (19)$$

$$\text{где } \frac{d\epsilon_q}{dt} = -\frac{\pi^2}{2} \frac{(ev_\phi)^2 R^2 q^4 v_{0z}}{c^2 q_0^2 V} \cos^2 \theta \sin^2 \vartheta \delta(\omega_{\vec{q}} - q_z v_{0z}),$$

e, \vec{v} заряд и скорость электронов проводимости плазмы твердого тела. $\omega_{\vec{q}} = \frac{q^2 c H_0 \cos \vartheta}{4\pi e n_0}$ частота геликона, V – объем рассматриваемого образца. Изменение числа бозонов (геликонов) в единицу времени в результате их взаимодействия с электронами проводимости $n_{\vec{k}}$

в состоянии $\vec{k} = \frac{m\vec{v}}{\hbar}$ находится из кинетического уравнения :

$$\frac{\partial N_{\vec{q}}}{\partial t} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\vec{k}_1, \vec{k}_2} \left| W_{\vec{k}_1, \vec{q}, \vec{k}_2} \right|^2 \delta(E_1 - E_2 - \hbar\omega_{\vec{q}}) \times \\ \times \left[(N_q + 1) n_{\vec{k}_1} (1 - n_{\vec{k}_2}) - N_q n_{\vec{k}_2} (1 - n_{\vec{k}_1}) \right], \quad (20)$$

$\vec{k}_2 = \vec{k}_1 - \vec{q}$,

в котором $N_{\vec{q}}$ – число геликонов в состоянии с волновым вектором \vec{q} ; $\hbar\omega_{\vec{q}}$ – энергия кванта электромагнитного поля геликона; $W_{\vec{k}_1, \vec{q}, \vec{k}_2}$ – матричный элемент гамильтониана взаимодействия электромагнитных колебаний и электронов. Первое слагаемое в (8.20) определяет вероятность перехода в единицу времени электрона из состояния с энергией E_1 в состояние с энергией E_2 с излучением энергии кванта электромагнитного поля $\hbar\omega_{\vec{q}}$, второе слагаемое – переход с его поглощением.

Из выражения (8.20) при условии $n_{\vec{k}_1} = 1$; $n_{\vec{k}_2} = 0$; $N_q \ll 1$ можно получить формулу для спонтанного излучения электрона проводимости. Затем воспользовавшись соотношением:

$$-\frac{d\epsilon_{\vec{q}}}{dt} = \hbar\omega_{\vec{q}} \frac{\partial N_q}{\partial t}, \quad (21)$$

найдем выражение для матричного элемента при выполнении неравенства $q_z v_{0z} > (q_x v_x + q_y v_y)$

$$\left| W_{\vec{k}_1, \vec{q}, \vec{k}_2} \right|^2 = \frac{(ev_{\phi})^2 \hbar\pi R^2 \omega_q}{4c^2 V} \sin^2 \vartheta. \quad (22)$$

Бесстолкновительное затухание геликона γ равно:

$$\gamma = \frac{1}{2N_{\vec{q}}} \frac{\partial N_{\vec{q}}}{\partial t}. \quad (23)$$

Полагая в (20) $N_q \gg 1$; $n_{\vec{k}} \ll 1$ и переходя от суммирования по \vec{k} к интегрированию по импульсу $\vec{p} = \hbar\vec{k}$, получим:

$$\gamma = \frac{\pi V}{\hbar} \int d\vec{p} \left| W_{\vec{p}_1, \vec{q}, \vec{p}_2} \right|^2 [f(p_1) - f(p_2)] \times \\ \times \delta(E_1 - E_2 - \hbar\omega_{\vec{q}}), \quad (24)$$

где $f = \frac{n_{\vec{k}}}{(2\pi\hbar)^3}$ – функция распределения электронов по энергиям. Если функция распределения электронов изотропна и имеет вид $f(E) = \frac{n_0}{(2\pi m_e T)^{3/2}} e^{-\frac{E}{T}}$, то при-

нимая во внимание, что закон дисперсии электронов является квадратичным, а $\hbar\omega_{\vec{q}} \ll E$, получим:

$$f(E_1) - f(E_2) = \hbar\omega_{\vec{q}} \frac{\partial f(E_1)}{\partial E_1}; \\ \delta(E_1 - E_2 - \hbar\omega_{\vec{q}}) = \frac{1}{\hbar} (q_z v_z - \omega).$$

В этом случае затухание равно:

$$\gamma_0 = -\frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{q^3 c^2 v_T}{\omega_0^2} |\cos \vartheta| \sin^2 \vartheta, \quad (25)$$

ω_0 – ленгмюровская частота электронов проводимо-

сти, T – их температура в энергетических единицах, $v_T = \left(\frac{T}{m_e} \right)^{1/2}$ – тепловая скорость.

Рассмотрим взаимодействие геликонов с пучком электронов, функция распределения которых описывается выражением:

$$f_b(\vec{p}) = \frac{n_{0b}}{(2\pi m T_b)^{3/2}} \times e^{-\frac{(\vec{p} - \vec{p}_0)^2}{2m T_b}}, \quad (26)$$

n_{0b} – плотность электронов в пучке, T_b – их температура в энергетических единицах; $\vec{p}_0 = (p_{0x}, p_{0y}, p_{0z})$ – постоянная величина.

При $p_{0x} = p_{0y} = 0$ декремент (инкремент) геликонов равен:

$$\gamma_1 = \gamma_0 \frac{n_{0b}}{n_0} \sqrt{\frac{m T_b}{m_e T}} \left(1 - \frac{q_z v_{0z}}{\omega_q} \right). \quad (27)$$

Выражение (27) получено в предположении $\left| \frac{\omega_q}{q_z} - v_{0z} \right| \ll v_{Tb}$ (v_{0z} – постоянная скорость пучка вдоль H_0 , v_{Tb} – тепловая скорость электронов пучка).

Из (27) очевидно, что усиление геликонов возможно, если скорость пучка вдоль постоянного магнитного поля превышает фазовую скорость волны в этом же направлении.

Инкремент геликонов увеличивается при $p_{0x} \neq 0$; $p_{0y} \neq 0$ ($p_{0x}, p_{0y} \gg \sqrt{2m T_b}$). В этом случае инкремент равен:

$$\gamma_2 = \frac{\gamma_1}{2} \left(\frac{M_{0z} H_0}{T_b} \right)^2. \quad (28)$$

Если параметры электронного пучка и твердотельной плазмы соответственно равны $n_{0b} = 10^{10} \text{ см}^{-3}$; $n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; $\frac{T_b}{T} \approx 10^2$; $\frac{m}{m_e} \approx 10^2$; $H_0 \approx 10^3 \text{ Э}$; $\omega_q \approx 10^{10} \text{ с}^{-1}$; $v_{\phi} \approx 10^8 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$; $v_{Tb} \approx 10^7 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$; $v_{0z} = 3 \cdot 10^9 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, то получим $\gamma_2 \approx 10^4 \gamma_1$ и $|\gamma_2| \approx 10 \gamma_0$.

Таким образом, потери энергии частицы, движущейся по винтовой линии относительно постоянного магнитного поля, эквивалентны потерям энергии магнитного диполя на возбуждение геликонов. При этом диполь движется вдоль H_0 . Этот механизм лежит в основе бесстолкновительного затухания (усиления) геликонов.

Выводы. Полученные в работе результаты исследований механизмов взаимодействия заряженных частиц и поверхностных геликонов могут оказаться полезными при решении практических задач диагностики и методов защиты полупроводниковых комплексующих электрорадиоизделий от воздействия внешнего электромагнитного излучения (ЭМИ). Это связано с рядом особенностей этой ветви магнитоплазменных колебаний. Во-первых, эти волны существуют в широком диапазоне частот, независимо от соотношения между частотой сигнала и частотой столкновений носителей заряда в классическом и квантующем магнит-

ных полях. Во-вторых, они имеют относительно малые фазовые скорости и могут взаимодействовать с акустическим колебанием в полупроводниках, вследствие индукционной связи электронов проводимости и кристаллической решеткой. И, наконец, поскольку компоненты магнитного поля геликона малы по сравнению с электрическим полем, то на границе полупроводника с ферритом возникают, в определенных частотных интервалах, связанные геликон-спиновые поверхностные волны, которые могут быть использованы для фильтрации электромагнитных колебаний.

Кроме того, существование поверхностных геликонов к настоящему времени подтверждено экспериментально. Так, в работе [1] разработаны экспериментальные методики наблюдения медленных поверхностных волн в ограниченных образцах – поверхностных волноводах и резонаторах – и на свободной поверхности намагниченного полупроводника. Для регистрации поверхностного геликона разработана более точная меандровая методика [7], аналогичная методике встречно-штыревых преобразователей, используемых для возбуждения и приема поверхностных акустоэлектрических волн.

Количественные оценки полученных в данном разделе результатов показывают, что для исследования поверхностных геликонов в качестве активной среды, т.е. среды, где существуют магнитные диполи, может использоваться полупроводник с током, наведенный внешним ЭМИ, что расширяет возможности их экспериментального обнаружения и использования.

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 сооружения 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 ионизирующему электромагнитному излучению / Л.О. Мырова, А.З. Чепиженко. – 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 комплектующих 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-Д 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.
10. Кравченко В.И. Влияние стороннего электромагнитного излучения на волноводные характеристики полупроводниковых комплектующих электрорадиоизделий / В.И. Кравченко, И.В. Яковенко, Ф.В. Лосев // Вестник НТУ «ХПИ». – 2013. – № 27. – С. 83–89.
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. 89–96.
12. 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.
13. 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 poluprovodnikovyh 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 jeklektromagnitnym izluchenijam. Moscow: Radio i svjaz', 1988. 235 p.
5. Zi C. Fizika poluprovodnikovyh priborov. Moscow: Mir. 1984. 456 p.
6. Kravchenko V.I., Jakovenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Vlijanie storonnego jeklektromagnitnogo izluchenija na volnovodnye harakteristiki poluprovodnikovyh komplektujushhih jeklektroradioizdelij. Vestnik NTU "KhPI". 2009. No 11. pp. 62–69.
7. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Vozbuzhdenie jeklektromagnitnyh kolebanij v 2-D jekletronnyh strukturah tokami, navedennymi vneshnim izlucheniem. Vestnik NTU "KhPI". 2012. No 21. pp. 154–161.
8. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Generacija jeklektromagnitnyh kolebanij poluprovodnikovoj struktury v usloviyah storonnego jeklektromagnitnogo vozdejstvija. Vestnik NTU "KhPI". 2012. No 21. pp. 161–169.
9. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Vlijanie potoka zarjazhennyh chastic. Navedennogo vneshnim jeklektromagnitnym izlucheniem, na volnovodnye harakteristiki poluprovodnikovyh komplektujushhih jeklektroradioizdelij. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 83–89.
10. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Vlijanie storonnego jeklektromagnitnogo izluchenija na volnovodnye harakteristiki poluprovodnikovoj sverhreshetki. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 89–96.
11. Kravchenko V.I., Jakovenko I.V., Losev F.V. Zatuhanie poverhnostnyh kolebanij poluprovodnikovyh struktur jeklektroradioizdelij v usloviyah vozdejstvija storonnego jeklektromagnitnogo 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 elektronami provodimosti poluprovodnikovyh struktur v usloviyah vozdejstvija storonnego jeklektromagnitnogo izluchenija. Vestnik NTU "KhPI". 2013. No 27. pp. 103–111.

Поступила (received) 20.09.2017

Бібліографічні описи / Библиографические описания / Bibliographic descriptions

Збудження геліконів у напівпровідникових структурах в умовах дії ЕМВ / В.І. Кравченко, Л.В. Ваврів, 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).

Возбуждене геликоны 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 Владислав Іванович – 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

Ваврів 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

Ваврів 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.І. КРАВЧЕНКО, Л.В. ВАВРИВ, І.В. ЯКОВЕНКО

ВЗАЙМОДЕЙСТВИЕ МАГНИТОПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ С ИСТОЧНИКАМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Наведено дисперсійні спiввiдношення для поверхневих магнітоплазмових хвиль на межi роздiлу середовищ вакуум-напiвпровiдник, показанi умови виникнення, особливостi поширення i спектральнi характеристики поверхневих гелiконiв. Дослiджено механiзми взаємодiї поверхневих гелiконiв з джерелами електромагнiтного випромiнювання (зарядженою частиною, магнiтним диполем). Визначено втрати енергiї цих джерел на їх збудження та проведено порiвняльний аналiз ефективностi збудження об'емних i поверхневих гелiконiв. В рамках квантовомеханiчних уявлень отримано кiнетичне рiвняння для гелiконiв, змiна числа яких обумовленo взаємодiєю з електронами провiдностi.

Ключовi слова: електромагнiтнi поля, коливання, плазма, напiвпровiдник, нестiйкiсть, генерування, випромiнювання, зарядженi частинки, поверхневi хвилi.

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 electromagnetic