

Нонкод нн синергия в умонаследии я тидовнн ён и минацииацн  
а йенуди интдес нкод. Нонадетнооント нн яиенуди интдесом  
киннедебпо нкп бкот атоондофондов мет с этеси мкод вакономи  
аконикау умонадатнооント умонастег атавоятвборого таом

УДК 533. 951

ОБ ИЗЛУЧЕНИИ ВОЛН СВИСТОВОГО ДИАПАЗОНА  
В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ. II

Т. М. Заборонкова, И. Г. Кондратьев, А. В. Кудрин

Исследуется излучение кольцевого магнитного тока в магнитоактивной плазме в свистовом диапазоне частот. Основное внимание сосредоточено на вопросе о зависимости распределения излучаемой мощности по пространственному спектру возбуждаемых плоских волн (вистлеры, волны конической рефракции, плазменные волны) от размеров излучателя и распределения магнитного тока вдоль кольца. Показано, что большая часть мощности, излучаемой кольцевыми магнитными токами в рассматриваемом диапазоне частот, уходит в плазменные волны независимо от размеров излучателя.

1. В первой части настоящей работы [1] исследовались особенности излучения кольцевых электрических токов в магнитоактивной плазме в свистовом диапазоне частот  $\omega$

$$\omega_L \ll \omega \ll \omega_H \ll \omega_p \quad (1)$$

( $\omega_L$  - нижняя гибридная частота,  $\omega_H$  и  $\omega_p$  - гирочастота и плазменная частота электронов соответственно). Там же было отмечено, что кольцевые магнитные токи в частотном интервале (1) обнаруживают ряд принципиальных отличий от своих электрических аналогов и поэтому требуют отдельного рассмотрения\*. Оно и составит содержание данной второй части работы. Так же, как в части I, основное внимание при этом сосредоточено на вопросе о зависимости распределения излучаемой мощности по пространственному спектру возбуждаемых плоских волн (вистлеры, волны конической рефракции, плазменные волны) от размеров излучателя и распределения магнитного тока вдоль кольца.

Оговоримся сразу же, что уже простейшее однородное распределение, как это будет видно из дальнейшего, позволяет выявить все основные отличительные особенности, присущие именно

\* Заметим, что излучение линейных магнитных диполей и магнитных квадрупольей в свистовом диапазоне частот исследовалось в [2 - 4].

- магнитным токам. В отличие от кольцевого электрического тока, учет неоднородности магнитного тока вдоль кольца не является здесь столь принципиальным и не приводит к значительному увеличению ни полной мощности излучения, ни относительной доли энергии, идущей в плазменные волны. Вместе с тем неоднородность тока при определенных условиях может способствовать заметному относительному увеличению мощности, излучаемой в вистлеры и волны конической рефракции.

Напомним (см. [5]), что в диапазоне частот (1) распространяется только необыкновенная волна, поверхность показателя преломления  $n$  которой описывается выражением

$$n_{\parallel}(n_{\perp}) = \left\{ \varepsilon - \frac{n_{\perp}^2}{2} \left( 1 + \frac{\varepsilon}{\eta} \right) + \left[ \frac{n_{\perp}^4}{4} \left( 1 - \frac{\varepsilon}{\eta} \right)^2 - n_{\perp}^2 \frac{g^2}{\eta} + g^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2} \quad (2)$$

и представлена на рис. 1. Здесь  $\varepsilon = v/u$ ,  $g = v/\sqrt{u}$ ,  $\eta = -v$ ,  $v = \omega_p^2/\omega^2$ ,  $u = \omega_h^2/\omega^2$ , а значки  $\parallel$  и  $\perp$  отмечают направления вдоль и поперек магнитного поля  $\vec{H}_0 = H_0 \hat{z}^0$ ; значение  $n_{\perp s}$  (см. рис. 1;  $\omega = 1,88 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$ ,  $\omega_h = 8,78 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$ ,  $\omega_p = 5,64 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$ ) отвечает углу Стори и находится из условия  $n''_{\parallel}(n_{\perp s}) = 0$ , значение  $n_{\perp c}$  отвечает конической рефракции и находится из условия  $n'_{\parallel}(n_{\perp c}) = 0$  при  $n_{\perp c} \neq 0$ .

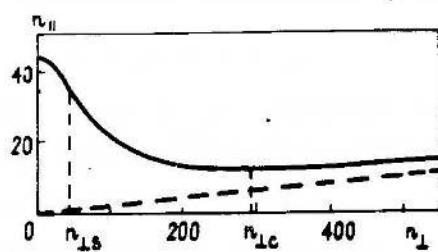


Рис. 1.

2. Зададим плотность однородного кольцевого магнитного тока в виде

$$\vec{j}^m(\vec{r}) = \vec{\phi}^0 I_0^m \delta(\rho - a) \frac{b}{\pi(b^2 + z^2)} \quad (3)$$

( $\rho$ ,  $\phi$ ,  $z$  - цилиндрические координаты). Необходимость "размывания" магнитного тока обусловлена тем, что здесь (в отличие от кольцевого электрического тока) уже однородное распределение приводит при  $b \rightarrow 0$  к расходимости полной излучаемой мощности.

Соответствующее току (3) спектральное представление полной мощности излучения  $P_{\Sigma}^m$  (см. формулу (5), ч. I) выглядит следующим

образом:

$$P_{\Sigma}^m = \frac{I_0^m}{c} 2\pi^2 (k_0 a)^2 \epsilon \int_0^\infty \frac{n_1}{n_{\parallel}} \left( n^2 + \frac{g^2 - \epsilon^2}{\epsilon} \right) J_1^2(k_0 a n_1) \times \quad (4)$$

$$\times \left[ n_1^4 \left( 1 + \frac{\epsilon}{|\eta|} \right)^2 + 4n_1^2 \frac{g^2}{|\eta|} + 4g^2 \right]^{-1/2} \exp(-2k_0 b n_{\parallel}(n_1)) dn_1,$$

где  $n^2 = n_1^2 + n_{\parallel}^2(n_1)$ ,  $J_n(\xi)$  - функция Бесселя,  $k_0 = \omega/c$ . Так же, как и в ч. I, мы разобьем величину  $P_{\Sigma}^m$  на парциальные мощности излучения в плазменные волны  $P_p^m$ , вистлеры  $P_w^m$ , "промежуточные" волны  $P_i^m$ . Парциальные мощности излучения по-прежнему соответствуют следующим интервалам значений переменной интегрирования  $n_1$ :  $P_w^m$  - интервалу  $(0, n_{1s})$ ,  $P_i^m$  - интервалу  $(n_{1s}, n_{1c})$ ,  $P_p^m$  - интервалу  $(n_{1c}, \infty)$ . Очевидно, что  $P_{\Sigma}^m = P_w^m + P_i^m + P_p^m$ . Отдельно будем выделять мощность  $P_c^m$ , излучаемую в волны конической рефракции и отвечающую интервалу  $(n_{1c} - n_{1s}/2, n_{1c} + n_{1s}/2)$ . Результатам численных расчетов на основе общей строгой формулы (4) мы предпошлем рассмотрение некоторых интересных частных случаев, допускающих аналитическое описание. При этом мы будем опираться на следующие приближенные соотношения для показателя преломления, отвечающие частотному интервалу (1) (см., например, [5]):  $n^2 \approx g/\cos\vartheta$  ( $n_1 < \sqrt{|\eta|}$ ,  $\cos\vartheta = n_{\parallel}/n$ ) и  $n_{\parallel} \approx (n^2 + |\eta|)/n\sqrt{u}$ .

Итак, мощность  $P_p^m$ , уносимая плазменными волнами, при выполнении дополнительного условия  $k_0 b \sqrt{\epsilon} \ll 1$  описывается следующим довольно сложным выражением:

$$P_p^m \approx \frac{I_0^m}{c} 2\pi k_0 a g \left\{ [(2 - \Lambda^2) K(\Lambda) - 2E(\Lambda)]/\Lambda - \right. \quad (5)$$

$$\left. - \frac{\pi}{12} \xi_c^3 {}_3F_4 \left( \frac{3}{2}, 2, \frac{3}{2}; 2, 2, 3, \frac{5}{2}; -\xi_c^2 \right) \right\},$$

где  $\xi_c = k_0 a n_{1c} \approx k_0 a \sqrt{|\eta|}$ ,  $K(\Lambda)$  и  $E(\Lambda)$  - полные нормальные эллиптические интегралы Лежандра первого и второго рода,  ${}_3F_4$  - обобщенная гипергеометрическая функция [6], модуль интегралов  $\Lambda = [1 + (\epsilon/|\eta|)(b/a)^2]^{1/2}$ . Для излучателя малых  $(k_0 b \sqrt{\epsilon} \ll$

«  $k_0 a \sqrt{|\eta|} \ll 1$  » и больших ( $k_0 a \sqrt{|\eta|} \gg 1$ ) электрических размеров от общего выражения (5) переходим соответственно к формулам

$$P_p^m \approx \frac{I_0^m}{c} 2\pi k_0 a g \left\{ \ln \left[ \frac{4a}{b} \left( \frac{|\eta|}{\epsilon} \right)^{1/2} \right] - 2 \right\}; \quad (6)$$

$$P_p^m \approx \frac{I_0^m}{c} 2\pi k_0 a g \left( \ln \frac{4}{k_0 b \sqrt{\epsilon}} - 2 \right). \quad (7)$$

Выражения (6), (7) наглядно свидетельствуют об указанной выше расходимости выражения для излучаемой мощности при  $b \rightarrow 0$ . Заметим, что расходимость имеет такой же, как и в случае неоднородного электрического тока [1], логарифмический характер.

Мощность  $P_w^m$ , излучаемая в вистлеры, выглядит здесь так ( $k_0 b \sqrt{\epsilon} \ll 1$ ):

$$P_w^m = \frac{I_0^m}{c} \frac{\pi^2}{2} \sqrt{g} G_w(\xi_s), \quad (8)$$

где

$$G_w(\xi) = \xi^2 [J_0^2(\xi) + J_1^2(\xi)] - 2\xi J_0(\xi) J_1(\xi),$$

$$\xi_s = k_0 a n_{ts} \approx k_0 a \sqrt{g} \sqrt{2} 3^{-1/4}.$$

В предельных случаях  $k_0 a \sqrt{g} \ll 1$  и  $k_0 a \sqrt{g} \gg 1$  приходим соответственно к формулам

$$P_w^m \approx \frac{I_0^m}{c} \frac{\pi^2}{12} (k_0 a)^4 g^{5/2} \alpha^m, \quad \alpha^m = 1, 12; \quad (9)$$

$$P_w^m \approx \frac{I_0^m}{c} \pi \sqrt{g} \xi_s \left[ 1 + \frac{\cos(2\xi_s)}{2\xi_s} \right]. \quad (10)$$

Для мощности  $P_i^m$ , уходящей в "промежуточные" волны к сожалению, не удается получить таких общих, как для величин  $P_w^m$  и  $P_p^m$ , соотношений. Если источник малых электрических размеров ( $k_0 b \sqrt{\epsilon} \ll 1$ ,  $k_0 a \sqrt{|\eta|} \ll 1$ ) допускает еще аналитическое описание

$$P_i^m \approx \frac{I_0^m}{c} \frac{\pi^2}{6} (k_0 a)^4 \sqrt{\epsilon} |\eta|^2, \quad (11)$$

то для источника больших электрических размеров ( $k_0 a \sqrt{g} \gg 1$ ,  $k_0 b \sqrt{g} \ll 1$ ) можно указать только некоторое ограничивающее неравенство

$$P_i^m \leq \frac{I_0^m}{c} 2\pi k_0 a g \ln \sqrt{|\eta|/g}. \quad (12)$$

Наконец, для представляющего самостоятельный интерес значения мощности  $P_c^m$ , идущей в волны конической рефракции, имеем

$$\begin{aligned} P_c^m &\approx \frac{I_0^m}{c} \pi^2 (k_0 a)^2 \frac{g^3}{\epsilon \sqrt{|\eta|}} \sum_{m=0}^1 \left[ J_1^2 \left( \xi_c - \frac{\xi_s}{2} \right) - \right. \\ &\quad \left. - J_1^2 \left( \xi_c + \frac{\xi_s}{2} \right) \right] \exp(-4k_0 b \sqrt{\epsilon}). \end{aligned} \quad (13)$$

В случае  $k_0 a \sqrt{g} \ll 1$ ,  $k_0 b \sqrt{|\eta|} \neq \nu_m^{(1)}$  ( $\nu_m^{(1)}$  — нули функции Бесселя  $J_1(\xi)$ ,  $m = 1, 2, \dots$ ) формула (13) упрощается и дает

$$P_c^m \approx \frac{I_0^m}{c} 2\pi^2 (k_0 a)^2 \frac{g^{7/2}}{\epsilon |\eta|} J_1^2(k_0 a \sqrt{|\eta|}) \exp(-4k_0 b \sqrt{\epsilon}). \quad (14)$$

Из полученных формул следует, что для кольцевого магнитного тока малых электрических размеров ( $k_0 b \sqrt{g} \ll k_0 a \sqrt{|\eta|} \ll 1$ ) почти вся мощность излучения уходит в плазменные волны:

$$P_w^m < P_c^m, \quad P_w^m \ll P_i^m \ll P_p^m \approx P_\Sigma^m. \quad (15)$$

Для излучателя больших электрических размеров ( $k_0 a \sqrt{g} \gg 1$ ,  $k_0 b \sqrt{g} \ll 1$ ) в силу соотношения

$$(P_p^m - P_i^m) > \frac{I_0^m}{c} 2\pi k_0 a g \left( \ln \frac{4}{k_0 b \sqrt{g}} - 2 \right),$$

вытекающего из (7), (12), характер неравенств (15) сохраняется:

$$P_w^m < P_i^m < P_p^m. \quad (16)$$

Это означает, что с ростом радиуса излучателя  $a$ , несмотря на увеличение относительной доли энергии, идущей в вистлеры и промежуточную область, большая часть мощности излучения по-прежнему

уходит в плазменные волны. Таким образом, характер перераспределения излучаемой мощности в зависимости от размеров излучателя для магнитного тока (3) кардинально отличается от случая кольцевого электрического тока, рассмотренного в [1]. Это обусловлено различием в структуре электрических и магнитных составляющих полей, возбуждаемых кольцевыми электрическими магнитными токами, что можно проследить, исходя непосредственно из общего выражения (4) в [1].

Результаты численных расчетов представлены на рис. 2 в виде графиков зависимостей полного  $R_{\Sigma}^m = 2P_{\Sigma}^m/I_0^m$  и парциальных  $R_w^m = 2P_w^m/I_0^m$ ,  $R_i^m = 2P_i^m/I_0^m$ ,  $R_p^m = 2P_p^m/I_0^m$  сопротивлений излучения от радиуса  $a$  при заданных значениях  $\omega = 1,88 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$ ,  $\omega_H = 8,78 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$  ( $H_0 = 0,5 \text{ Э}$ ),  $\omega_p = 5,64 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$  (концентрация плазмы  $N_e = 10 \text{ см}^{-3}$ ),  $b = 1 \text{ см}$ . Кроме того, на рис. 3 приведены зависимости полного сопротивления излучения от радиуса  $a$  при разных значениях  $N_e$  (1 -  $N_e = 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ , 2 -  $N_e = 10^5 \text{ см}^{-3}$ , 3 -  $N_e = 5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ ) в тех же величинах  $\omega$ ,  $\omega_H$ ,  $b$ , что и на рис. 2.

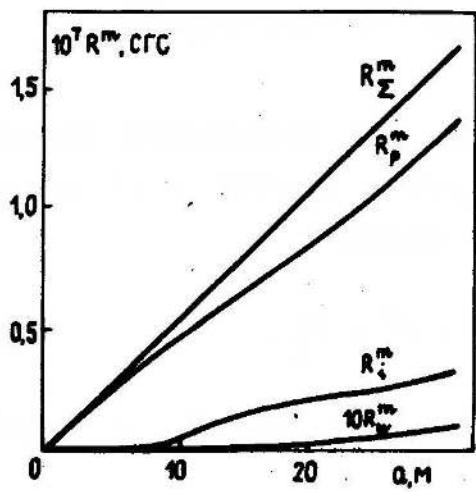


Рис. 2.

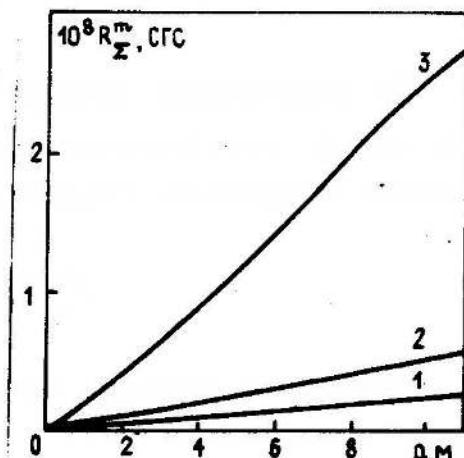


Рис. 3.

Из сравнения представленных здесь аналитических и численных результатов с соответствующими результатами, отвечающими электрическим токам (см. [1]), следует, что и полное, и парциальные сопротивления излучения магнитного тока (3) значительно превышают свои электрические аналоги. Это объясняется опять-таки уже отмечавшимся ранее различием в поведении электрических и магнитных составляющих полей соответствующих волн. Следует только иметь в виду, что создание эффективного магнитного тока  $I_0^m$  сопряжено с

гораздо большими техническими трудностями и требует, как правило, больших энергетических затрат, чём создание равного ему по величине электрического тока  $I_0^m$ .

3. Для полноты картины остановимся вкратце на результатах, отвечающих неоднородному кольцевому магнитному току, плотность которого зададим в виде

$$\vec{j}^m(\vec{r}) = \varphi^0 \left[ I_0^m + i_0^m \begin{pmatrix} \cos l\varphi \\ \sin l\varphi \end{pmatrix} \right] \delta(\rho - a) \frac{b}{\pi(b^2 + z^2)}, \quad l = 1, 2, \dots \quad (17)$$

Общее выражение для полной мощности излучения в этом случае выглядит следующим образом:

$$P_{\Sigma, 1}^m = \frac{\pi^2}{c} (k_0 a)^2 c \int_0^\infty \frac{n_1}{n_{||}} \left( n_{||}^2 + \frac{g^2 - \varepsilon^2}{\varepsilon} \right) \exp(-4k_0 b n_{||}(n_1)) \times$$

$$\times \left[ n_1^4 \left( 1 + \frac{\varepsilon}{|\eta|} \right)^2 + 4n_1^2 \frac{g^2}{|\eta|} + 4g^2 \right]^{-1/2} \left\{ 2I_0^m J_1^2(k_0 a n_1) + \right. \quad (18)$$

$$\left. + i_0^m \left[ J_1'^2(k_0 a n_1) + \left( \frac{g}{\eta} \frac{n_1^2 + |\eta|}{n_{||}^2 - \varepsilon} \frac{1}{k_0 a n_1} J_1(k_0 a n_1) \right)^2 \right] \right\} dn_1$$

(штрих означает дифференцирование по аргументу). Как видно из сопоставления выражений (4) и (18), неоднородность тока приводит к появлению дополнительных слагаемых в выражениях для полной мощности излучения, а следовательно, и парциальных мощностей излучения в вистлеры, плазменные волны и волны промежуточной области (соответственно  $\Delta P_{\Sigma, 1}^m$ ,  $\Delta P_{w, 1}^m$ ,  $\Delta P_{p, 1}^m$ ,  $\Delta P_{i, 1}^m$ ). Для сравнения с рассмотренным выше случаем однородного тока (3) мы приведем указанные добавочные члены применительно к наиболее простому распределению тока с  $l = 1$ .

Добавочный член  $\Delta P_{p, 1}^m$  к мощности, уходящей в плазменные волны, при условии  $k_0 b \sqrt{\varepsilon} \ll 1$  описывается выражением

$$\Delta P_{p, 1}^m \approx \frac{i_0^m}{c} \pi k_0 a g \left[ \frac{4 - \Lambda^2}{3\Lambda^3} K(\Lambda) - \frac{4(1 + \Lambda^2)}{3\Lambda^3} E(\Lambda) + \right. \quad (19)$$

$$\left. + \frac{8}{3} G_p(\xi_c) + \pi \frac{b}{a} \sqrt{\frac{\varepsilon}{|\eta|}} - \pi \xi_c F_4 \left( \frac{1}{2}, 1, \frac{1}{2}; 1, 1, 1, \frac{3}{2}; -\xi_c^2 \right) \right],$$

где  $G_p(\xi) = \frac{\eta}{2\xi} \left[ \left( \xi J_0(\xi) - \frac{1}{2} J_1(\xi) \right)^2 + \xi^2 J_1^2(\xi) \right]$  (остальные обозначения те же, что и в формуле (5)). В частных случаях  $k_0 b \sqrt{\epsilon} \ll k_0 a \sqrt{|\eta|} \ll 1$  и  $k_0 a \sqrt{|\eta|} \gg 1$ ,  $k_0 b \sqrt{\epsilon} \gg 1$  соответственно получаем

$$\Delta P_{p,1}^m \approx \frac{i_0^m}{C} \pi k_0 a g \left( \ln \frac{4a}{b} \sqrt{\frac{|\eta|}{\epsilon}} - \frac{8}{3} \right); \quad (20)$$

$$\Delta P_{p,1}^m \approx \frac{i_0^m}{C} \pi k_0 a g \left( \ln \frac{4}{k_0 b \sqrt{\epsilon}} - \pi \right). \quad (21)$$

Дополнительное слагаемое  $\Delta P_{w,1}^m$  к мощности, идущей в вистлеры, имеет вид ( $k_0 b \sqrt{g} \ll 1$ )

$$\Delta P_{w,1}^m \approx \frac{i_0^m}{C} \frac{\pi^2}{4} \sqrt{g} [\xi_s^2 J_0^2(\xi_s) + (\xi_s^2 - 2) J_1^2(\xi_s)]. \quad (22)$$

Это выражение при  $k_0 a \sqrt{g} \ll 1$  и  $k_0 a \sqrt{g} \gg 1$  соответственно упрощается таким образом:

$$\Delta P_{w,1}^m \approx \frac{i_0^m}{C} \frac{\pi^2}{4\sqrt{3}} (k_0 a)^2 g^{3/2} \beta^m; \quad (23)$$

$$\Delta P_{w,1}^m \approx \frac{i_0^m}{C} \frac{\pi^2}{2} \sqrt{g} \xi_s^2 \quad (24)$$

(по оценкам  $\beta^m = 0,87$ ).

Для промежуточной области при  $k_0 b \sqrt{g} \ll 1$ ,  $k_0 a \sqrt{|\eta|} \ll 1$  имеем

$$\Delta P_{i,1}^m \approx \frac{i_0^m}{C} \frac{\pi^2}{2^{5/2}} (k_0 a)^2 \sqrt{\epsilon |\eta|}. \quad (25)$$

В предельном случае  $k_0 a \sqrt{g} \gg 1$ ,  $k_0 b \sqrt{g} \ll 1$

$$\Delta P_{i,1}^m \approx \frac{i_0^m}{C} \pi k_0 a g \ln \sqrt{|\eta| / g}. \quad (26)$$

Наконец, для мощности, излучаемой в волны конической рефракции, дополнительный член  $\Delta P_{\text{р},1}^m$ , равен

$$\Delta P_{\text{р},1}^m = \frac{i_0^m}{c} 2\pi^2 (k_0 a)^2 g^{1/2} \left[ J_0(\xi_0) - \frac{J_1(\xi_0)}{\xi_0} \right] \exp(-4k_b b \sqrt{\epsilon}) \quad (27)$$

Как видно из выражений (19) - (27), в случае источника малых электрических размеров ( $k_0 a \sqrt{g} \ll 1$ ) неоднородность кольцевого магнитного тока уже при сравнительно небольших значениях ( $i_0^m \sim I_0^m$ ) может приводить к заметному увеличению мощности, идущей в вистлеры и волны "промежуточной" области. Для источников же больших электрических размеров ( $k_0 a \sqrt{g} \gg 1$ ) даже при  $i_0^m \sim I_0^m$  имеем  $\Delta P_{\text{р},1}^m \sim P_w^m$ ,  $\Delta P_{\text{р},1}^m \sim P_p^m$ .

Что касается полной мощности излучения и мощности излучения в плазменные волны, то неоднородность кольцевого магнитного тока для всех значений радиуса  $a$  не вызывает кардинальных их изменений: даже в случае  $i_0^m \sim I_0^m$   $\Delta P_{\text{р},1}^m \sim P_p^m$ ,  $\Delta P_{\Sigma,1}^m \sim P_{\Sigma}^m$ . Отметим также, что при учете неоднородности распределения сохраняются неравенства (15), (16) для источников малых и больших размеров соответственно.

Таким образом, наиболее важный вывод, вытекающий из проведенного рассмотрения, состоит в том, что в диапазоне частот (1) большая часть мощности, излучаемой кольцевыми магнитными токами (при довольно естественном ограничении  $k_0 b \sqrt{g} \ll 1$ ), уходит в плазменные волны независимо от радиуса излучателя, что как раз и отличает принципиально эти токи от соответствующих электрических.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Заборонкова Т. М., Кондратьев И. Г., Кудрин А. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1991. Т. 34. № 9. С. 990.
2. Чугунов Ю. В. // Радиотехника и электроника. 1973. Т. 18. № 6. С. 1111.
3. Докучаев В. П., Тамойкин В. В., Чугунов Ю. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1976. Т. 19. № 8. С. 1121.
4. Беллюстин Н. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. № 1. С. 22.
5. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. - М.: Наука, 1967. - 684 с.
6. Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. Интегралы и ряды. Специальные функции. - М.: Наука, 1983. С. 40, 218, 745.

RADIATION OF WAVES IN WHISTLER RANGE  
IN MAGNETOACTIVE PLASMA. II

*T. M. Zaboronkova, I. G. Kondrat'ev, A. V. Kudrin*

Radiation of the ring magnetic current in magnetoactive plasma in whistler frequency range is investigated. Particular attention is paid to the problem of the dependence of the radiated power distribution over the spectrum of excited waves (plasma waves, waves of conical refraction, whistlers) on radiator dimentions and magneti- current distribution along the ring. It is shown, that the main part of the power radiated by the ring magnetic current goes to the plasma waves independent of the radiator dimentions in the frequency range considered.