

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

М. И. Петелин, Е. В. Суворов, Квазиоптический грилл для возбуждения нижнегибридной волны в тороидальной плазме,
Письма в ЖТФ, 1989, том 15, выпуск 22, 23–27

<https://www.mathnet.ru/pjtf2971>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.175

17 мая 2025 г., 22:19:48



С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Назаренко О.К. // Автоматическая сварка, 1982, № 1. С. 33-39.
- [2] Преображенский А.А., Шамрай Б.В. Электромагнитные устройства информационно-измерительной техники. М.: Высшая школа, 1982, 263 с.

Институт электросварки
им. Е.О. Патона
АН УССР, Киев

Поступило в Редакцию
29 мая 1989 г.
В окончательной редакции
26 июля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 22
04; 09

26 ноября 1989 г.

КВАЗИОПТИЧЕСКИЙ ГРИЛЛ ДЛЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ НИЖНЕГИБРИДНОЙ ВОЛНЫ В ТОРОИДАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

М.И. Петелин, Е.В. Суворов

Для поддержания плазменного тока в токамаке в ряде случаев прибегают к однонаправленному возбуждению в плазме нижегибридной волны системой выведенных на общую плоскость и сфазированных между собой излучающих волноводных срезов [1]. Поскольку полная апертура таких антенн по своим размерам, как правило, существенно превосходит длину волны, то для возбуждения нижегибридной волны естественно попытаться использовать и квазиоптические методы.

Разумеется, если „полубесконечную“ замагниченную плазму осветить из вакуума однородной плоской волной $\vec{E}_i = \text{Re}(\vec{E}_{i0} e^{-i\omega t + ik_i \vec{r}})$, то нижегибридная волна $\vec{E}_{lh} = \text{Re}(\vec{E}_{lh0} e^{-i\omega t + ik_{lh} \vec{r}})$ в плазме непосредственно возбудиться не может, поскольку ее касательная к поверхности раздела фазовая скорость меньше скорости света. Однако эти волны нетрудно связать, если поместить у поверхности плазмы периодическую систему (например, из металлических стержней, как на рис. 1), порождающую в волновом поле общие для обеих волн пространственные гармоники, для чего период этой системы – грилла – должен удовлетворять соотношению

$$k_{ix} - k_{lhx} = k_{gr} = 2\pi/d. \quad (1)$$

Среди бесконечного набора порождаемых гриллом пространственных гармоник, обладающих постоянными $k_{nx} = k_{ix} + nk_{gr}$ ($n = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$), ограниченное число составляют быстрые $|k_{nx}| < k$, а остальные являются медленными $|k_{nx}| > k$ (здесь $k = \frac{\omega}{c}$). Взяв период грилла достаточно малым $k_{gr} > k + k_{ix}$ (систему координат

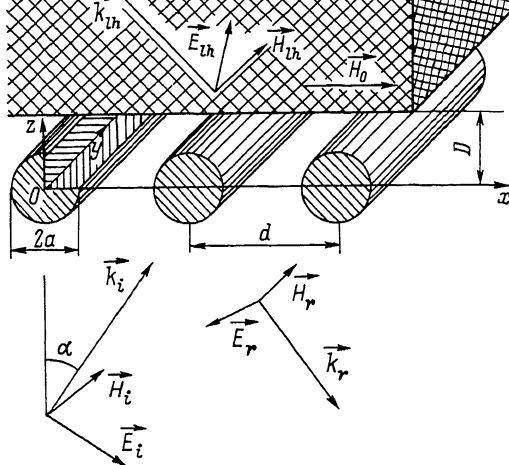


Рис. 1. Периодическая система стержней для связи между плоской волной, падающей из вакуума, и нижнегибридной волной, распространяющейся в замагниченной плазме.

ориентируем так, что $k_{ix} = k \sin \alpha > 0$, можно исключить из числа быстрых все гармоники с $n \neq 0$; в этом случае мощность может отводиться от грилла в вакуум только зеркальным ($n = 0$) лучом.

Однонаправленное возбуждение нижнегибридной волны в плазме можно обеспечить, отклонив достаточно сильно угол падения исходной волны от нормали и поместив грилл на достаточном расстоянии D от плазмы, чтобы у ее поверхности (-1) -я гармоника, обеспечивающая синхронизм (1) с нижнегибридной волной, бегущей в $-x$ направлении, существенно превосходила $(+1)$ -ю гармонику, бегущую в $+x$ направлении:

$$\exp[(\gamma_1 - \gamma_1')D] \gg 1. \quad (2)$$

Здесь $\gamma_n = \sqrt{k_{nx}^2 - k^2}$.

Если толщина стержней мала по сравнению с расстоянием между ними

$$a \ll d, \quad (3)$$

то возбуждение нижнегибридной волны можно рассчитать методом возмущений, считая, что в нулевом приближении грилл не меняет структуру волнового поля, которое представляет собой суперпозицию падающей и отраженной от плазмы волн:

$$\left. \begin{matrix} H_y \\ E_x \\ E_z \end{matrix} \right\}_{z=0} = \left\{ \begin{matrix} 1+R \\ \cos \alpha (1-R) \\ -\sin \alpha (1+R) \end{matrix} \right\} e^{ik_{ix}x}, \quad (4)$$

где R — комплексный коэффициент отражения, пересчитанный в плоскость $z=0$. В соответствии с [2] учтем, что поле индуцирует на каждом из стержней грилла электрический дипольный момент $\vec{P}_l = \frac{a^2}{2} \vec{E}$ и диамагнитный дипольный момент $\vec{P}_m = -\frac{a^2}{4} \vec{H}$, где поля \vec{E} и \vec{H} определены выражениями (4). Учитывая малые размеры стержней, можно аппроксимировать зависимости \vec{P}_l и \vec{P}_m от координат z и x δ -функциями; в этом случае возмущения, вызванные решеткой, можно представить в виде бесконечного ряда пространственных по x гармоник в плоскости $z=0$ для поверхностных электрического и магнитного токов и дипольного слоя

$$\left. \begin{matrix} \vec{j}_{lx} \\ j_{m,y} \\ D_z \end{matrix} \right\} = S(z) \left\{ \begin{matrix} -i\omega(1-R) \cos \alpha \\ i\omega(1+R)/2 \\ -(1+R) \sin \alpha \end{matrix} \right\} \frac{a^2}{2d} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{ik_n x} \quad (5)$$

Принимая, что поле H_y в промежутке между гриллом и плазмой имеет вид

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \alpha_n e^{ik_n x} (e^{-\gamma_n z} + R_n e^{\gamma_n z}),$$

а перед гриллом $e^{ik_n x} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \beta_n e^{\gamma_n z} e^{ink_r x}$, где R_n — коэффициент отражения от плазмы соответствующей гармоники, пересчитанный в $z=0$, и рассматривая (5) в качестве источников поля, получаем для коэффициентов возбуждения α_n :

$$\alpha_n = \pi \frac{ka^2}{d} \left\{ i \cos(1-R) - \frac{k}{2\gamma_n} (1+R) + \frac{\sin \alpha}{4\sqrt{\epsilon}} \frac{kx}{\gamma_n} (1+R) \right\}. \quad (6)$$

Коэффициент передачи по мощности в n -ю моду от полной энергии СВЧ пучка, определяемый помимо коэффициента возбуждения α_n геометрическими параметрами и поверхностным импедансом плазмы для соответствующей моды, может быть представлен в виде

$$P_n/P_0 = \frac{1}{\cos \alpha} |\alpha_n|^2 \frac{\gamma_n}{k} 2 \operatorname{Im} R_n, \quad (7)$$

где коэффициент отражения $R_n = e^{-\gamma_n D} \frac{1 - \bar{z}_n}{1 + \bar{z}_n}$, а \bar{z}_n определяется параметрами пристеночной плазмы. Так, для линейно нарастающей плотности с масштабом $L_n = \left[\left(\frac{1}{n_c} \frac{dn}{dz} \right)_{z=D} \right]^{-1}$ (n_c — критическая плотность) в приближении $\gamma_n L_n \ll 1$ имеем [3]:

$$\bar{z}_n = e^{-i\pi/3} \frac{\Gamma(4/3)}{\Gamma(2/3)} (g \gamma_n L_n)^{1/3}, \quad (8)$$

а в случае скачка плотности до величины $n_0 > n_c$ с последующим плавным ее ростом

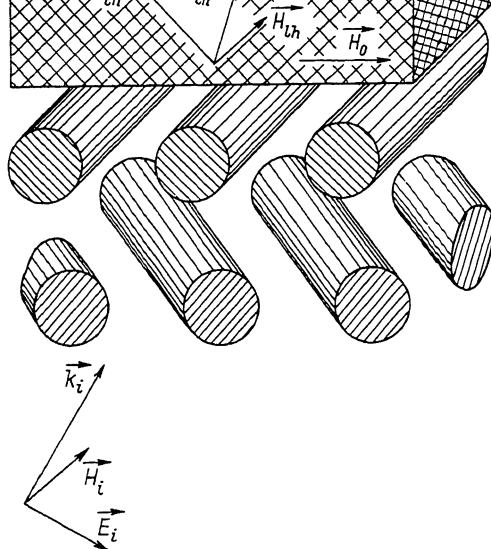


Рис. 2. Безотражательное согласование вакуумной и нижнегибридной волн посредством двуслойного грилла.

$$Z_n = \frac{i\gamma n}{k\sqrt{n_0/n_c - 1}} \quad (9)$$

Выражения (8), (9) можно использовать для грубых оценок коэффициентов возбуждения замедленных мод.

Использованный выше метод возмущений позволяет рассчитать режим, когда в плазму вводится лишь малая часть мощности излучения, приходящего из вакуума. Оптимизацией геометрии изображенного на рис. 1 грилла за пределами ограничения (3) (разумеется, на основе численных методов) можно, по-видимому, довести КПД системы до величин, составляющих заметную долю единицы; тем не менее значительная часть мощности будет, очевидно, отражаться от грилла в вакуум в виде зеркального луча.

Зеркальный луч, однако, легко подавить (скомпенсировать), если перед гриллом поместить рефлектор, обладающей коэффициентом отражения, равным коэффициенту отражения, определенному для исходной (рис. 1) конфигурации; расстояние b между рефлектором и гриллом должно быть приблизительно кратным $\lambda_z/2$, где $\lambda_z = 2\pi\sqrt{k^2 - k_{ix}^2}$ (это расстояние уточняется с учетом фаз отражения).

Результирующая система (рис. 2¹) эквивалентна резонатору, у которого собственная добротность равна добротности связи с питающим волноводом (в роли которого здесь выступает полубесконечный вакуум). Коэффициент отражения волны от такого резонатора, как известно, равен нулю.

Из выражения (7) следует, что эффективность возбуждения замедленных гармоник увеличивается с ростом отклонения угла падения плоской волны от вертикали; при этом облегчается и условие (2) селекции гармоники k_{-1x} . Однако с учетом конечного размера системы в направлении x угол падения ограничен сверху — необходимо, чтобы добротность системы, обусловленная „вытеканием“ энергии в x — направлении, существенно превышала добротность, связанную с возбуждением замедленной волны в плазме:

$$\sin \alpha \ll \frac{L}{D+b} |\alpha_{-1}|^2 \frac{\gamma-1}{k} 2 \operatorname{Im} R_{-1}, \quad (10)$$

где L — размер системы в x — направлении, определяемый апертурой падающего СВЧ пучка с плоским фазовым фронтом.

Авторы благодарны Дж. Юго, А.В. Гапонову, Ж.-Г. Вигрову, В.В. Аликаеву и Н.Ф. Ковалеву за интерес к настоящему предложению и полезные замечания.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] L a l l i a P. In: RF Plasma Heating, 2nd Topical Conf., Lubbock, 1974, paper C3.
- [2] В а й н ш т е й н Л.А. В сб.: Электроника больших мощностей, М.: АН СССР, 1963. С. 26–56.
- [3] В r a m b i l l i a M. // Nuclear Fusion. 1976. V. 16. N 1. P. 47.

Поступило в Редакцию
30 мая 1989 г.

¹ На рис. 2 в качестве дополнительного рефлектора изображена решетка из металлических стержней, изменение ориентации которых по отношению к грилли также может использоваться для оптимизации.