УДК 537.721

ПРИНЦИПЫ ДЕЛЕНИЯ ВЧ-РАЗРЯДОВ НА ЕМКОСТНЫЕ И ИНДУКТИВНЫЕ

А. Ф. Александров, А. А. Рухадзе
Институт общей физики РАН, Москва, Россия

Обсуждаются новые естественные принципы деления высокочастотных (ВЧ) разрядов на емкостные и индуктивные, основанные на характере электромагнитного поля в плазме разряда. Если поле в плазме с высокой степенью точности является потенциальным и его вихревая часть мала, то разряд следует считать емкостным. Если же поле в плазме, напротив, почти чисто вихревое, то такой разряд является индуктивным. При этом следует различать разряды объемные и поверхностные, резонансные и нерезонансные, в зависимости от того, возбуждающие разряд ВЧ-поля совпадают с резонансными частотами объемных и поверхностных волн плазменных образований или далеки от них, проникают или не проникают в объем плазмы и каков характер сканирования таких полей.

В противоположность оптическому и сверхвысокочастотному (СВЧ) разрядам, высокочастотным (ВЧ) считается разряд, в котором выполняется условие

$$\frac{2\pi c}{\omega_0} = \lambda_0 >> a, \qquad (1)$$

где ω_0 — частота; λ_0 — вакуумная длина волны возбуждающего разряд электромагнитного поля; a — характерный геометрический размер разряда.

Иными словами, длина волны λ_0 больше размеров разряда a, поэтому сам разряд находится в ближней зоне источника поля. Вместе с тем, частота поля ω_0 считается достаточно высокой, так чтобы движением ионов плазмы можно было пренебречь и рассматривать разряд как чисто электронный. Это означает, что частота поля ω_0 намного превосходит ионные собственные частоты колебаний (ионную циклотронную и ленгмюровскую частоты). Этим ВЧ-разряд отличается от низкочастотного (НЧ) разряда.

Условие (1), однако, не означает, что поле внутри плазмы разряда следует считать однородным, скорее, наоборот: поле в плазме может сканироваться вблизи ее поверхности, хотя разряд при этом может гореть в достаточно большом объеме, либо частота ω_0 может быть близкой к собственным (электронным) частотам собственных волн в плазме, что приведет к возбуждению неоднородного в ней волнового поля.

Имея в виду наиболее распространенные виды лабораторных ВЧ-разрядов и ВЧ-разрядов в технологических устройствах, будем считать, что $a \simeq 10$—30 см; $n_e \sim n_i \lesssim 10^{11} \div 10^{12}$ см$^{-3}$; $T_i < T_e \simeq 1$—10 эВ; $p_0 < 1$ торр и $B_0 \lesssim 10^3$ Гс. Эти параметры определяют следующую область частот ВЧ-разряда.

$$(\Omega_i, \omega_{Li}) < 10^7\ \text{с}^{-1} \lesssim \omega_0 < 10^9\ \text{с}^{-1} << (\Omega_e, \omega_{Le}) \lesssim 10^{11}\ \text{с}^{-1};$$

Частота столкновений электронов должна удовлетворять неравенству $\nu_e << \omega_{Le}$, а отношение ν_e/ω_0 может быть произвольным.

ВЧ-РАЗРЯДЫ В ОТСУТСТВИЕ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Как уже отмечалось выше, будем различать ВЧ-разряды по характеру электромагнитного поля в плазме. Для наглядности начнем рассмотрение с простейшего случая — разряда в отсутствие внешнего постоянного магнитного поля. Ограничимся одномерно неоднородным случаем, рассматривая плазму в виде плоского слоя, помещенного между обкладками плоского конденсатора, к которым приложена разность потенциалов $U_0\, e^{-i\omega_0 t}$. Расстояние между обкладками a намного превосходит дебаевский радиус. Известно [1], что в изотропной плазме (т. е. в отсутствие внешнего магнитного поля) в интересующей нас области высоких частот нет объемных собственных волн, в области частот $\omega << \omega_{Le}$ как продольные, так и поперечные электромагнитные волны экранируются, т. е. не проникают глубоко в плазму. В рассматриваемом нами случае плоского плазменного конденсатора это следует из уравнения Пуассона, которое описывает потенциальное ($\vec{E} = -\nabla\Phi$) поле в области частот [1] $\omega << kv_{Te} \sim \omega_{Le}$.

$$\frac{d^2\Phi}{dz^2} = \frac{\omega_{Le}^2}{v_{Te}^2}\Phi,\quad \Phi|_{z=0} = 0,\quad \Phi|_{z=a} = U_0. \tag{2}$$

Здесь $v_{Te} = \sqrt{\dfrac{T_e}{m}}$ — тепловая скорость электронов.

Решение сформулированной задачи имеет вид

$$\Phi = U_0\,(e^{-z/z_D} - e^{z/z_D})\,(e^{-a/z_D} - e^{a/z_D})^{-1}, \tag{3}$$

где $z_D = v_{Te}/\omega_{Le}$ — дебаевский радиус электронов.

Из формулы видно, что при $a >> z_D$ все поле в плазме сосредоточено вблизи поверхностей $z = 0$ и $z = a$ в слое порядка дебаевского радиуса $z_D << a$.

Подробное рассмотрение задачи о плазменном конденсаторе приведено в [2]. Если ограничиться далее разрядом низкого давления, то толщина этого слоя окажется меньше длины свободного пробега электронов. Поэтому электроны в этих приграничных слоях ускоряются до энергии $\sim eU_0$ и пронизывают пространство между электродами, ионизуя газ и создавая плазму в слое с толщиной ионизационного пробега, сравнимой с длиной свободного пробега электронов. Такой механизм разряда, который, естественно, следует считать емкостным, детально рассмотрен в работе [3]. Рассмотренный тип разряда будем называть также сканированным или поверхностным, подчеркивая тем самым, что плазма является непрозрачной для поля источника.

В изотропную плазму в области ВЧ не проникает не только потенциальное, но и чисто вихревое поперечное электромагнитное поле. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим простейший тип индуктивного разряда — разряд внутри бесконечно длинного соленоида с переменным продольным магнитным полем, создаваемым азимутальным ВЧ-током, протекающим по поверхности соленоида. В таком одномерном случае отличными от нуля являются E_φ и B_z компоненты поперечного электромагнитного поля, причем они удовлетворяют уравнениям

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\rho\frac{\partial B_z}{\partial\rho} - \frac{\omega_{Le}^2}{c^2}B_z = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial \rho}\rho E_\varphi = \frac{i\omega_0}{c}\rho B_z, \quad B_z\big|_{\rho=R} = B_0 e^{-i\omega_0 t}, \tag{4}$$

где ω_0 — частота поля источника; R — радиус соленоида; B_0 — определяется величиной тока на поверхности соленоида.

Решение сформулированной задачи записывается в виде

$$B_z(\rho) = B_0 \frac{I_0\left(\frac{\omega_{Le}}{c}\rho\right)}{I_0\left(\frac{\omega_{Le}}{c}R\right)}, \quad E_\varphi = \frac{i\omega_0}{\omega_{Le}} B_0 \frac{I_1\left(\frac{\omega_{Le}}{c}\rho\right)}{I_0\left(\frac{\omega_{Le}}{c}R\right)}. \tag{5}$$

Видно, что и в этом случае поле сканируется в плазме, но радиус сканирования $\sim c/\omega_{Le}$, т. е. в c/v_{Te} раз больше дебаевского радиуса, характеризующего сканирование поля в емкостном разряде. Более важным отличием, однако, здесь является то, что поддерживающее разряд электрическое поле направлено по азимуту, поэтому в радиальном направлении, т. е. в глубину плазмы, ускорения частиц не происходит. Как следствие, в индуктивном разряде, каковым следует считать разряд в соленоиде, сканирование поля определяет и область локализации в разряде, т. е. самого плазменного образования.

Рассмотрев простейшие типы разрядов и определив емкостный разряд как обусловленный чисто потенциальным полем в плазме, а индуктивный — как обусловленный вихревым поперечным полем, перейдем к анализу общего случая, когда поле не является ни чисто потенциальным, ни чисто вихревым, и выясним, когда его можно считать емкостным, а когда индуктивным. При этом ограничимся рассмотрением наиболее распространенного цилиндрического вида разряда, полагая, что на поверхности цилиндра расположены источники поля в виде поверхностного тока (ось oz направлена вдоль оси цилиндра):

$$\begin{pmatrix} J_\varphi \\ J_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_\varphi \\ I_z \end{pmatrix} \frac{\delta(\rho - R)}{2\pi R} e^{i\omega_0 t + ik_z z + il\varphi} \tag{6}$$

Любой поверхностный ток, очевидно, можно представить в виде суммы гармоник вида (6).

С поверхностным током (6) связан поверхностный заряд, который согласно уравнению непрерывности дается выражением

$$\rho_0 = -\frac{i}{\omega_0}\operatorname{div}\vec{J} = \frac{\delta(\rho - R)}{2\pi R\omega_0}\left(\frac{l}{\rho}I_\varphi + k_z I_z\right). \tag{7}$$

С учетом (6) уравнения Максвелла легко сводятся к двум уравнениям для E_z и B_z компонент поля:

$$\Delta E_z + \frac{\omega_0^2}{c^2}\varepsilon(\omega_0)\, E_z = 0, \quad \Delta B_z + \frac{\omega_0^2}{c^2}\varepsilon(\omega_0)\, B_z = 0. \tag{8}$$

Здесь $\varepsilon(\omega_0)$ — диэлектрическая проницательность плазмы, которую мы выбираем в виде [1].

$$\varepsilon(\omega_0) = 1 - \frac{\omega_{Le}^2}{\omega_0(\omega_0 + i\nu_e)}, \tag{9}$$

что позволяет распространить уравнения и на область $\rho > R$, т. е. в область вне плазменного цилиндра, где $\varepsilon = 1$.

Уравнения (8) решаются независимо внутри ($\rho \le R$) и вне ($\rho \ge R$) плазменного цилиндра, а затем решения "сшиваются" с помощью граничных условий:

$$\{E_z\}_{\rho = R} = \{E_\varphi\}_{\rho = R} = 0; \quad \{B_z\}_{\rho = R} = -\frac{4\pi}{c}\frac{I_\varphi}{2\pi R}, \quad \{B_\varphi\}_{\rho = R} = \frac{4\pi}{c}\frac{I_z}{2\pi R}, \tag{10}$$

$$E_\varphi = \frac{1}{\varkappa^2}\left\{\frac{l}{\rho}k_z E_z + \frac{i\omega_0}{c}\frac{\partial B_z}{\partial\rho}\right\}, \quad B_\varphi = \frac{1}{\varkappa^2}\left\{k_z\frac{l}{\rho}B_z - \frac{i\omega_0}{c}\varepsilon\frac{\partial E_z}{\partial\rho}\right\}, \tag{11}$$

где $\varkappa^2 = k_z^2 - \dfrac{\omega_0^2}{c^2}\varepsilon\left(\omega_0\right)$.

Выражения (11), как и уравнения (8), пригодны как в области $\rho \le R$, так и в $\rho \ge R$.

Легко видеть, что система (8)—(11) при $l = 0$ распадается на две независимые подсистемы для E_z, B_φ и B_z, E_φ соответственно. Первая описывает продольно-поперечное поле, а вторая — чисто поперечное поле с $\vec{E} \perp k$. Это значительно облегчает анализ, поскольку вращением системы координат (z, φ) всегда можно добиться расщепления системы (8)—(11). Поэтому ниже мы ограничимся анализом мод с $l = 0$.

Задача для компонент B_z, E_φ обобщает рассмотренную выше задачу об индуктивном разряде в соленоиде на случай неоднородного по z поверхностного тока J_φ. Характер разряда от этого не меняется, оставаясь индуктивным. Компоненты B_z и E_φ в области $\rho < R$ выражаются через ток I_φ (чем уточняется поле B_0):

$$B_z = C_1 I_0(\varkappa_1\rho), \quad B_\rho = -\frac{ik_z}{\varkappa_1}C_1 I_0'(\varkappa_1\rho), \quad E_\varphi = +\frac{i\omega_0}{c\varkappa_1}\varepsilon C_1 I_0'\left(\varkappa_1\rho\right),$$

$$C_1 = \frac{2I_\varphi}{CR}\left[I_0\left(\varkappa_1 R\right) + \frac{\varkappa_1}{\varkappa_0}I_1\left(\varkappa_2 R\right)\frac{k_0(\varkappa_0 R)}{k_1(\varkappa_0 R)}\right]^{-1}, \tag{12}$$

где $\varkappa_0^2 = k_z^2 - \omega_0^2/c^2$; $\varkappa_1^2 = k_z^2 - \dfrac{\omega_0^2}{c^2}\varepsilon(\omega_0) = k_z^2 + \dfrac{\omega_{Le}^2\omega_0}{c^2(\omega_0 + i\nu_e)}$.

При выводе (12) предполагалось, что $\mathrm{Re}\,\varkappa_{1,0}^2 > 0$. Более того, ниже мы будем считать в области ВЧ $\omega_0 << |k_z|c$, а $\omega_0 > \nu_e$.

Качественно новое явление возникает в задаче для компонент E_z, B_φ, решение которой в области $\rho < R$ имеет вид:

$$E_z = C_1 I_0\left(\varkappa_1\rho\right); \quad E_\rho = -\frac{ik_z}{\varkappa_1}C_1 I_0'\left(\varkappa_1\rho\right); \quad B_\varphi = -i\frac{\omega_0\varepsilon(\omega_0)}{c\varkappa_1}C_1 I_0'\left(\varkappa_1\rho\right);$$

$$C_1 = \frac{2\,I_z}{\omega_0 R}\left[\frac{\varepsilon(\omega_0)}{\varkappa_1} I_1\left(\varkappa_1 R\right) - \frac{1}{\varkappa_0} I_0\left(\varkappa_1 R\right) = \frac{k_1(\varkappa_0 R)}{k_0(\varkappa_0 R)}\right]^{-1}. \quad (13)$$

В отличие от (12) величина C_1 в (13) может значительно возрастать вблизи резонансных частот, которые определяются уравнением:

$$\varepsilon\left(\omega_0\right)\varkappa_0 I_1\left(\varkappa_1 R\right) K_0\left(\varkappa_0 R\right) - \varkappa_1 I_0\left(\varkappa_1 R\right) K_1\left(\varkappa_0 R\right) = 0. \quad (14)$$

Это известное дисперсионное уравнение для колебаний цилиндра изотропной плазмы с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\omega_0)$, которое подробно проанализировано в [1]. Мы не будем воспроизводить здесь этот анализ. Приведем лишь выражение для резонансной частоты в области ВЧ, когда $\omega_0 << k_z c, \omega_{Le}$, но $\omega_0 >> \nu_e$. Такое решение (14) существует, если $k_z R << 1$ и $\frac{\omega_{Le}}{c} R << 1$, причем

$$\omega_0^2 = \omega_{Le}^2 k_2^2 R^2 \ln \frac{1}{|k_z| R}.$$

В рассмотренном случае в плазменном цилиндре возбуждаются длинноволновые поверхностные колебания, которые являются с хорошей степенью точности потенциальными, и разряд можно считать с хорошим емкостным приближением. При этом поле эффективно проникает в объем плазмы и разряд приобретает объемный характер. Если же плазма достаточно плотная и $\omega_{Le} R >> c$, то поля (13), как и (12), оказываются скинированными с глубиной проникновения в плазму c/ω_{Le}. Если эта глубина меньше длины свободного пробега электронов, то в скин-слое возможно ускорение электронов в радиальном направлении, поскольку $E_z \neq 0$. В этом смысле случай (13) качественно отличается от (12), соответствующего чисто индуктивному разряду, и больше похож на рассмотренный выше емкостной разряд с дебаевской экранировкой поля*. Однако случай (13) не соответствует ни чисто емкостному, ни чисто индуктивному разрядам, поскольку в поле (13) отличны от нуля как потенциальная, так и вихревые компоненты.

ВЧ-РАЗРЯДЫ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

В магнитоактивной плазме деление разрядов на емкостные и индуктивные оказывается еще более затруднительным и условным. Во-первых, из-за того, что такая плазма, даже неограниченная в пространстве, является анизотропной средой, а поэтому продольные (потенциальные) и поперечные (вихревые) поля уже не образуют независимые подсистемы собственных решений, а оказываются сильно связанными между собой. Во-вторых, в магнитоактивной плазме, ограниченной в пространстве, существует большое многообразие связанных между собой различных ветвей собственных колебаний, что очень затрудняет анализ характера разряда. Однако в области ВЧ и достаточно сильного магнитного поля, когда $\omega_0 << \Omega_e \leq \omega_{Le}$ и вместе с тем $\omega_0 >> \omega_{Li}, \Omega_I$, задача существенно упрощается.

---

* В отличие от рассмотренного выше емкостного разряда здесь $\omega_0 > k\, v_{Te} \sim k_z v_{Te}$, $\frac{v_{Te}}{c}\omega_{Le}$. Этим объясняется отсутствие предельного перехода в формулах (13) к (3).

В первую очередь это обусловлено тем, что ветвей собственных колебаний в этой области частот мало, их всего лишь две, это так называемые, косая ленгмюровская волна, с сильно потенциальным полем, и геликон, почти поперечная волна. Во-вторых, относительной простотой тензора диэлектрической проницаемости, который в этой области имеет вид [1]:

$$\varepsilon_{ij} = \begin{pmatrix} \varepsilon_\perp & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon_\perp & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_\parallel \end{pmatrix}, \qquad (15)$$

здесь

$$\varepsilon_\perp = 1 + \frac{\omega_{Le}^2}{\Omega^2}\left(1 + i\frac{\nu_e}{\omega_0}\right); \quad g = \frac{\omega_{Le}^2}{\omega_0\,\Omega_e}\left(1 + i\frac{\omega_0\,\nu_e}{\Omega_e^2}\right);$$

$$\varepsilon_\parallel = 1 - \frac{\omega_{Le}^2}{\omega_0^2}\left(1 - i\frac{\nu_e}{\omega_0} - i\sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{\omega_0^3}{k_z^3\,v_{Te}^3}\,e^{-\omega_0^2/2\,k_z\,v_{Te}^2}\right), \qquad (16)$$

причем мы предполагаем также выполненным $\omega_0 >> \nu_e$, $k_z v_{Te}$, что соответствует относительно слабой диссипации поля в плазме. Отметим, что тензор (15)—(16) учитывает диссипативные процессы, обусловленные как столкновениями электронов, так и вынужденным черенковским поглощением волн электронами (затухание Ландау).

Рассмотрим простейшие виды ВЧ-разряда — плоского плазменного конденсатора и цилиндрического плазменного соленоида, причем внешнее магнитное поле в первом случае считаем нормальным к поверхности обкладок конденсатора, а во-втором — параллельным оси цилиндра.

Что касается плазменного конденсатора, то при наличии продольного (вдоль поля $\vec{E}$) магнитного поля все вышеприведенные результаты сохраняют силу, т. е. формулы (2) и (3) и выводы из них об емкостном характере скинированного разряда остаются неизменными. Это является следствием параллельности полей $\vec{E}$ и $\vec{B}_0$; другая же постановка задачи с плазменном конденсаторе нарушает ее одномерность.

Иное положение наблюдается в случае плазменного соленоида — чисто индуктивного разряда. В отличие от незамагниченной плазмы при наличии относительно сильного продольного магнитного поля B_0 в плазменном соленоиде отличными от нуля оказываются не только E_φ и B_z компоненты полей, но и $E_\rho = -i\dfrac{\Omega_e}{\omega_0}E_\varphi$, которая намного превосходит E_φ. В остальном уравнения (4) не меняют своего вида, а следовательно, сохраняются и решения (5) с выводом о скинированном характере ВЧ-поля. Как следствие этого, сохраняется и вывод о том, что должен отсутствовать поток ускоренных электронов в радиальном направлении, которое могли бы ионизовать газ вне области локализации ВЧ-поля, поскольку радиальная скорость электронов $v_r = 0$. Вместе с тем в области локализации поля в поддержании разряда существенными оказываются как E_φ, так и E_ρ компоненты электрического поля.

Перейдем теперь к анализу общего случая разряда в замагниченной плазме в области ВЧ. Такой разряд теоретически и экспериментально изучался в работах [3, 4]. Рассмотрим цилиндрический плазменный столб, по поверхности которого течет ток с плотностью (6). Уравнение Максвелла при этом легко сводится к двум связанным уравнениям для E_z и B_z [4]:

$$\Delta_\perp B_z + \varkappa_2^2 B_z + i\frac{k_z c}{\omega_0}\tilde{g}\Delta_\perp E_z = 0;$$

$$\Delta_\perp E_z + \varkappa_1^2 E_z - i\frac{\omega_0 k^2 \tilde{g} B_z}{k_z c\tilde{\varepsilon}_\perp (1 - \omega_0^2 \varepsilon_\perp / k_z^2 c^2)} = 0, \tag{17}$$

Здесь введены обозначения

$$\Delta_\perp = \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial \rho}\rho\frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{l^2}{\rho^2};\quad \tilde{k}^2 = k_z^2\left(1 - \frac{\omega_0^2 \varepsilon_\perp}{k_z^2 c^2}\right);\quad \varepsilon_{\perp,\parallel} = \frac{\omega_0^2}{k^2 c^2}\varepsilon_\perp, \varepsilon_\parallel;$$

$$\tilde{g} = \frac{\omega_0^2}{\tilde{k}^2 c^2}g;\ \varkappa_1^2 = -\tilde{k}^2\frac{\varepsilon_\parallel}{\varepsilon_\perp};\quad \varkappa_2^2 = \tilde{k}^2\left(\tilde{g}^2 - 1\right). \tag{18}$$

Остальные компоненты полей выражаются через E_z и B_z. В частности,

$$E_\varphi = -\frac{k_z^2}{\varkappa_2^2}\left\{i\frac{\omega_0}{k_z^2 c}\frac{\partial B_z}{\partial \rho} - i\frac{l\tilde{g}\omega_0}{k_z^2 c\rho}B_z - \frac{\tilde{g}}{k_z}\frac{\partial E_z}{\partial \rho} + \frac{l}{k_z \rho}E_z\right\},$$

$$B_\varphi = -\frac{k_z^2}{\varkappa_2^2}\left\{\left(\varepsilon_\perp\frac{\omega_0^2}{k_z^2 c^2} - 1\right)\left(\tilde{\varepsilon}_\perp + \tilde{g}^2\right)\frac{il}{\omega_0}\frac{\partial E_z}{\partial \rho} + i\frac{lc\tilde{g}}{\omega_0 \rho}E_z - \frac{\tilde{g}}{k_z}\frac{\partial B_z}{\partial \rho} + \frac{l}{\rho k_z}B_z\right\}. \tag{19}$$

Уравнения (17)—(19) являются точными и справедливы как при $\rho \le R$, так и при $\rho \ge R$, причем вблизи границы выполняются условия:

$$\left\{E_z\right\}_R = \left\{E_\rho\right\}_R = 0;\quad \left\{B_z\right\}_R = -\frac{4\pi}{c}\frac{I_\varphi}{2\pi\rho};\quad \left\{B_\varphi\right\}_R = \frac{4\pi}{c}\frac{I_z}{2\pi\rho}.$$

Таким образом, задача точно сформулирована. Ниже она упрощается с учетом условия $\omega_0^2 \varepsilon_\perp << k_z^2 c^2$, характерного для области ВЧ. В этом пределе $\chi_1^2 >> \chi_2^2$, причем решения для E_z и B_z в области $\rho \le R$ записываются в виде [5]:

$$\begin{pmatrix} E_z \\ \cdot \\ B_z \end{pmatrix} = C_2\begin{pmatrix} 1 \\ \cdot \\ -\dfrac{i\omega_0}{k_z c}g \end{pmatrix} J_l(\varkappa_1 \rho) - C_2\begin{pmatrix} g/\varepsilon_\parallel \\ \cdot \\ i\dfrac{kzl}{\omega_0} \end{pmatrix} J_l(\varkappa_2 \rho);$$

$$\begin{pmatrix} C_1 \\ \cdot \\ C_2 \end{pmatrix} = \frac{2\pi i\omega_0}{k_z^2 c^2 R}\begin{pmatrix} \left(I_z + \dfrac{l}{k_z R}I_\varphi\right)\dfrac{k_z^2 c^2/\omega_0^2 \varepsilon_\perp}{J_l'(\varkappa_1 R) - \dfrac{lg}{k_z \varkappa_1 \varepsilon_\perp}J_l(\varkappa_1 R)} \\ \hline \dfrac{I_\varphi}{J_l'(\varkappa_2 R)\dfrac{k_z}{\varkappa_2} + \left(1 + \dfrac{l\omega_0^2}{k_z c^2 \varkappa_2^2 R}\right)J_l(\varkappa_2 R)} \end{pmatrix} \tag{20}$$

В отличие от чисто емкостного либо чисто индуктивного разрядов, рассмотренных выше, видим, что в общем случае решения уравнений Максвелла состоят из двух частей, первая из них обусловлена в основном ненулевым поверхностным зарядом и в этом смысле ее можно назвать емкостной частью, а вторая, обусловленная азимутальным током, должна, скорее, считаться индуктивной. Поэтому разряд носит смешанный характер, не являясь ни чисто емкостным, ни чисто индуктивным. Однако вблизи собственных частот колебаний плазменного цилиндра, когда

$$\mathcal{J}_l\left(\varkappa_1 R\right) - \frac{l g}{\varkappa_1 R \varepsilon_\perp} \mathcal{J}_l\left(\varkappa_1 R\right) = 0,$$

$$\mathcal{J}_l'\left(\varkappa_2 R\right) \frac{k_2}{\varkappa_2} = \left(1 + \frac{l \omega_0^2}{k_z R \varkappa_2^2 c^2}\right) \mathcal{J}_l\left(\varkappa_2 R\right) = 0,$$

преобладающим становится либо первое решение (20), соответствующее возбуждению продольного поля, либо второе, описывающее поперечную компоненту поля. При этом разряд приобретает емкостной либо индуктивный характер соответственно. Эти колебания являются объемными, а следовательно, разряды носят объемный характер, если

$$\varkappa_1^2 = - k_z^2 \frac{\varepsilon_\parallel}{\varepsilon_\perp} > 0; \quad \varkappa_2^2 = k_z^2 \left[\left(\frac{\omega_o^2}{k_z c^2} g\right)^2 - 1\right] > 0.$$

Первое из этих неравенств выполняется всегда; второе же только в достаточно плотной плазме с плотностью, превышающей некоторое критическое значение. Для лабораторной плазмы в области ВЧ это значение порядка 10^{12} см$^{-3}$ [4]. Поэтому обычно второе решение (20), соответствующее поперечному полю (геликонная волна), является сканированным, не говоря уже о том, что амплитуда поперечного поля всегда намного меньше амплитуды продольного поля, описываемого первым решением (20). Исключение составляет плотность заряда, на поверхности строго равная нулю.

Таким образом, в области ВЧ-характер разряда в основном определяется возбуждением источниками продольного электростатического поля (косой ленгмюровской волны) и поэтому носит емкостной характер, являясь емкостным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из сказанного выше сдеует, что деление ВЧ-разрядов на емкостной и индуктивный, если эту терминологию сохранить, следует проводить по характеру поля, создаваемого внешними источниками в плазме. Если поле носит электростатический (потенциальный) характер, то разряд подобен разряду в плоском плазменном конденсаторе и его можно назвать емкостным. Напротив, если поле в плазме является в сильной степени поперечным (вихревым), то разряд подобен разряду в неограниченном цилиндрическом соленоиде и его следует считать индуктивным. С этой, естественной с нашей точки зрения и были рассмотрены выше разряды, возбуждаемые поверхностными источниками тока в плазменном цилиндре.

Литература

1. *Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А.* Основы электродинамики плазмы. — М.: Высш. шк., 1988.

2. *Александров А. Ф.*//ЖТФ, 1965. Т. 35. № 1. С. 35.
3. *Ковалевский В. Л., Савинов В. П.*//Физика плазмы, 1994. Т. 20. № 3. С. 322.
4. *Chen F. F.*//Plasma Phys and Contr. Fussion. 1991. V. 33. P. 339.

Статья поступила в редакцию 14 апреля 1995 г.

THE PRINCIPLES OF HF-DISCHARGES AS CAPASITIVE OR INDUCTIVE ONES

A. F. Alexandrov, A. A. Rukhadze
General Physics Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The physical principles of high frequence gas discharges as capasitive or inductive ones based on the character of electromagnetic fields in a plasma are discussed. If the field in a plasma is almost longitudinal (potential) and it's transverse component is neglectable than the gaseous discharge can be considered as capasitive, whereas in the opposite limit when the transverse component of field dominates the gaseous discharge is inductive. Besides the high frequece discharges can be devided as resonance or nonresonance, surface or volumetric depending on the relation between the field frequence and own frequencies of sistem and the field penetration depth in a plasma.