

## ВОЛНЫ И ПОЛЯ В СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

А.Г.Орешко

Московский авиационный институт. Москва, Россия

E-mail: tahir@k804.mainet.msk.su

Получены выражения для частот волн пространственного заряда и генерируемых при разделении зарядов поперечных электромагнитных волн. Показано, что взаимодействие электромагнитных волн с плазмой и элементом конструкции, являющимся резонатором, приводит к резонансу напряжений в плазме.

### ВВЕДЕНИЕ

Полученное Ленгмюром в [1] из уравнения движения для электронов выражение для частоты плазменных волн в виде  $\omega_{pe} = (4\pi ne^2/m_e)^{1/2}$  не является корректным. На электроны кроме силы со стороны электрического поля  $\vec{F} = e\vec{E}$  действует зависящая от частоты столкновений  $V$  и скорости сила “трения”  $\vec{R}_{sum} = f(v, \vec{u})$ , обусловленная столкновениями электронов с нейтральными атомами, электронами и ионами. Уравнение движения для электронов запишем в виде

$$m_e \frac{d\vec{u}}{dt} = e\vec{E} + \vec{R}_{sum}. \quad (1)$$

Следуя [2] в слабых полях при напряженности поля меньшей критического значения Дрейсера

$\vec{E}_c$ , сила со стороны поля уравнивается силой “трения”. При этом левая часть уравнения движения (1) равна нулю. При  $\vec{E} > \vec{E}_c$  электроны переходят в состояние “убегания” от столкновений. Между столкновениями они набирают энергию сравнимую с хаотической и переходят в режим ускорения. Значение напряженности поля  $\vec{E}_c$ , определяющей границу перехода, дается выражением [3]  $\vec{E}_c = 10^{-8} nZ^2/T_e$ , в котором  $Z$  - заряд ионов,  $T_e$  - электронная температура.

В ряде экспериментальных работ обнаружена генерация собственного сверхвысокочастотного (СВЧ) излучения из плазмы. До настоящего времени генерация собственного СВЧ-излучения теоретически не обоснована.

### ВОЛНЫ, ОБРАЗУЮЩИЕСЯ ПРИ РАЗДЕЛЕНИИ ЗАРЯДОВ

Сильные электрические поля имеют место в приэлектродной плазме в области микроострий и в

тройных точках - на стыке металла, диэлектрика и газа [4]. Сильные поля могут устанавливаться в плазме также из-за резонанса напряжений [5].

Поля и градиенты концентрации создают потоки направленного дрейфа электронов и ионов, которые даются соответственно выражениями [6]:

$$\vec{\Gamma}_e = -n_e \vec{u}_e(\vec{E}) - D_e \nabla n_e, \quad (2)$$

$$\vec{\Gamma}_i = n_i \vec{u}_i(\vec{E}) - D_i \nabla n_i. \quad (3)$$

Здесь  $D$  - коэффициент диффузии. Плазма, являющаяся элементом электрической цепи - её нагрузкой, обладает импедансом. Из-за конечной проводимости плазмы уход из некоторого элемента объема плазмы с характерным размером, превышающим дебаевскую длину экранирования группы частиц одного сорта, не успевает компенсироваться поступлением частиц такого же сорта в элемент объема. Так как в области разделения зарядов наблюдается неравенство потоков направленного дрейфа электронов и положительных ионов, т.е.  $\vec{\Gamma}_e \neq \vec{\Gamma}_i$ , то пренебрегая влиянием ионизации, рекомбинации и столкновений уравнения непрерывности для частиц плазмы, запишем в виде

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\nabla \cdot \vec{\Gamma}_e, \quad (5)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\nabla \cdot \vec{\Gamma}_i. \quad (6)$$

Распределение напряженности электрического поля для плазмы с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  дается уравнением Пуассона

$$\nabla \cdot (\epsilon \vec{E}) = 4\pi e(n_i - n_e). \quad (7)$$

Входящие в правую часть уравнения (7) плотности компонент являются избыточными. Дифференцируя уравнение (7) по времени с учетом (5) и (6), можно найти, что напряженность индуцируемого при разделении зарядов электрического поля дается выражением

$$\frac{\partial \vec{E}_{ind}}{\partial t} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} (\vec{\Gamma}_e - \vec{\Gamma}_i). \quad (8)$$

Уравнение (8) при наличии множителя  $1/c$  является током смещения, входящим в уравнение Максвелла

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{J}. \quad (9)$$

Для слабоионизованной плазмы, находящейся в области сильного электрического поля, уравнения движения для электронов и ионов запишем в виде

$$m_e \left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}_e \cdot \nabla \right) \vec{u}_e = -e\vec{E} - m_e \nu_{ea} \vec{u}_e, \quad (10)$$

$$m_i \left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}_i \cdot \nabla \right) \vec{u}_i = e\vec{E}. \quad (11)$$

Линеаризация системы уравнений, состоящей из уравнений движения, непрерывности и Пуассона для возмущений скорости частиц в виде  $\vec{u} = \vec{u}_0 + \vec{u}_1 e^{i(\vec{k}z - \omega t)}$ , плотности  $n = n_0 + n_1 e^{i(\vec{k}z - \omega t)}$  и напряженности поля  $\vec{E} = \vec{E}_1 e^{i(\vec{k}z - \omega t)}$ , позволяет получить выражение для волн пространственного заряда в слабоионизованной плазме при наличии сильного поля

$$\vec{k} \vec{E} \left( 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - k u_{e,0})^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{(\omega - k u_{i,0})^2} - \frac{4\pi \sigma_e \nu_{ea}}{(\omega - k u_{e,0})^2} \right) = 0, \quad (12)$$

в котором  $\sigma_e$  - проводимость плазмы,  $\nu_{ea}$  - частота электрон-атомных столкновений. Так как дрейфовые скорости устанавливаются за время между столкновениями, то пренебрегая низкочастотными составляющими, выражение для диэлектрической проницаемости плазмы в сильном поле запишем в виде

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} - \frac{4\pi \sigma_e \nu_{ea}}{\omega^2}, \quad (13)$$

из которого следует уравнение для волн пространственного заряда

$$\omega_{wsc}^2 = \omega_{pe}^2 + 4\pi \sigma_e \nu_{ea}. \quad (14)$$

Из (14) следует, что частота волн пространственного заряда в слабоионизованной плазме определяется суммой ленгмюровской  $\tau_L = 1/\omega_{pe}$  и максвелловской  $\tau_M = 1/4\pi \sigma_e$  (с точностью до множителя  $\varepsilon$  [7]) составляющих. Время разделения зарядов определяется как  $\tau = 1/\omega_{wsc}$ . Линеаризация уравнений движения, непрерывности и уравнения Максвелла (9) позволяет получить уравнение

$$\nabla \times \vec{B} = -\frac{i\omega}{c} \varepsilon \hat{E}_1. \quad (15)$$

Используя уравнение  $\nabla \times \hat{E}_1 = i\omega \hat{B}_1$ , определяя из него  $\nabla \times \hat{B}_1$  и затем подставляя полученное значение в (15), преобразуем его к виду

$$\frac{c^2}{\omega^2} \nabla \times \nabla \times \hat{E}_1 = \left( 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} - \frac{4\pi \sigma_e \nu_{ea}}{\omega^2} \right) \hat{E}_1. \quad (16)$$

В результате скалярного или векторного умножения уравнения (16) на волновой вектор  $\vec{k}$  можно получить соответственно уравнения для волн пространственного заряда (электростатических волн) и электромагнитных волн. Следуя подходу [8], будем искать решение уравнения (16) в виде плоской однородной волны при условии, что напряженность электрического поля перпендикулярна направлению распространения волны. Таким образом имеем систему уравнений [8]:

$$\left. \begin{aligned} \hat{E}_1(\omega, \vec{z}) &= \vec{E}_1 \exp(i\vec{k} \cdot \vec{z}) \\ \vec{k} \cdot \hat{E}_1 &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad (17)$$

Система уравнений (17) позволяет свести уравнение (16) к виду

$$(k^2 c^2 - \omega^2 + \omega_{pe}^2 + 4\pi \sigma_e \nu_{ea}) \vec{k} \times \hat{E}_1 = 0. \quad (18)$$

Условие существования ненулевого решения уравнения (18) ( $\hat{E}_1 \neq 0$ ) позволяет записать дисперсионное уравнение для генерируемых поперечных электромагнитных волн в плазме

$$\omega_{shf}^2 = k^2 c^2 + \omega_{pe}^2 + 4\pi \sigma_e \nu_{ea}, \quad (19)$$

которые появляются при разделении зарядов, а в отсутствие плазмы переходят в световые волны, для которых  $\omega_{shf} = kc$ . Так как электрическое и магнитное поле генерируемых волн характеризуется вектором Пойнтинга, то разделение зарядов сопровождается излучением электромагнитной энергии. Образующийся при разделении зарядов электрический домен является элементарным электромагнитным вибратором - плазменным аналогом элементарного электрического вибратора Герца. Его элементарность заключается в том, что длина волны генерируемого излучения значительно превышает расстояние между слоями домена. Вероятно, что домен имеет эллипсоидальную форму. Максимум излучаемой энергии находится в экваториальной плоскости домена.

## ПОЛЯ, ИНДУЦИРУЕМЫЕ ПРИ РАЗДЕЛЕНИИ ЗАРЯДОВ

В процессе формирования домена скорость группы частиц падает. Снижение кинетической энергии частиц компенсируется увеличением их потенциальной энергии на домене и генерацией электромагнитного излучения. Смещение группы частиц

одного сорта на расстояние, превышающее дебаевскую длину экранирования  $\lambda_D$ , приводит к появлению сильного электрического поля между слоями домена. Из-за сильного поля домен является концентратором энергии высокой плотности. Величину индуцируемой на домене напряженности поля можно оценить по имеющимся экспериментальным данным. В катодной плазме магнитно-изолированного диода в [9] был зарегистрирован многодоменный режим с задержкой генерации объемных зарядов. Амплитудное значение напряжения на домене составляло  $U_{dl} = 50 \text{ кВ}$ . Формирование домена завершается в момент времени, когда результирующая всех сил, приводящих к разделению зарядов уравнивается силой кулоновского притяжения между слоями домена. Расстояние между слоями домена можно оценить по формуле  $L = ut_f$ , в которой:  $u$  - скорость более быстрой компоненты плазмы,  $t_f$  - время зарождения домена. В физике полупроводников принято, что  $t_f = 3\tau_M$ . Для плазмы с концентрацией  $n_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$  время формирования домена  $t_f = 3 \cdot 10^{-10} \text{ с}$ . При напряженности поля  $\vec{E} > \vec{E}_c$  скорость движения  $u = 10^8 \text{ см/с}$ . Тогда расстояние между слоями домена  $L = 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ , а напряженность индуцируемого на домене поля составит  $\vec{E}_{ind} = U_{dl}/L = 1.7 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ . Скорость изменения индуцируемой во времени напряженности поля  $\Delta E_{ind}/\Delta t$  составляет  $5 \cdot 10^{15} \text{ В/(см} \cdot \text{с)}$ . Если в качестве расстояния между слоями использовать значение дебаевской длины экранирования, то значение индуцируемой напряженности поля будет значительно выше. В стабильном состоянии  $L > \lambda_D$ , но в процессе зарождения домена в некоторый момент времени  $L = \lambda_D$ . В экспериментах автора по искровому разряду напряжение на домене составляло 4.8 кВ [10]. Более низкое значение напряженности индуцируемого поля связано с более низкой концентрацией электронов в разряде. Тем не менее напряженность индуцируемого поля в области домена сильного поля превышает предельное значение напряженности поля для появления ударной ионизации и лавинного пробоя. Отметим, что в статической короне можно зарегистрировать также электрические домены со слабым электрическим полем. Напряжение на таком домене недостаточно для самопроизвольного запуска осциллографа, а напряженность поля низкая, так как появление в плазменных элементах короны такого домена и последующее его прохождение в сторону анода не приводило к инициированию искрового разряда. Такие домены наблюдались автором на

установке ИР-25. Появление в плазме доменов сопровождается также генерацией в плазме областей с сильным азимутальным магнитным полем - магнитных "каверн". Действующее значение индукции магнитного поля в области зарождения домена в плазме меняется.

## РЕЗОНАНС НАПРЯЖЕНИЙ В ПЛАЗМЕ

Как отмечено ранее, в ряде работ зарегистрирована генерация собственного СВЧ-излучения из плазмы [11,12]. Анализ показывает, что генерация СВЧ-излучения имеется только в определенных стадиях работы установок. Генерация микроволнового излучения в плазменном фокусе происходила в стадии коллапса плазмы [11]. В [12] генерация СВЧ наблюдалась в стадии нарушения магнитной изоляции диода. В стадии нарушения изоляции плазма аномально диффундирует поперек продольного изолирующего магнитного поля, её дифференциальная проводимость является отрицательной. В стадии нарушения в плазме появляются быстрые частицы. Имеет смысл дать ответ на вопрос – почему в одних стадиях работы установок имеется генерация СВЧ, а в других её нет? В плазме, как известно, непрерывно происходит разделение зарядов, которое не всегда завершается формированием стабильных электрических доменов. Как и в твердотельной полупроводниковой, в газовой плазме при определенных условиях может существовать один из следующих режимов генерации доменов: пролетный, ограниченного накопления пространственного заряда, гибридный, с задержкой появления заряда и подавления (гашения). Условия, при которых реализуются режимы, приведены в [13]. Плазму вместе с камерой или элементами её конструкции можно рассматривать как колебательную систему. Используемые в установках цилиндрические камеры и электроды являются полыми резонаторами, которые, следуя [14], могут возбуждаться в некотором диапазоне частот. Полный резонатор является элементом колебательной системы – его размеры сравнимы с длиной волны или превосходят её. Внутреннее воздействие в системе определяется разделением зарядов в плазме, внешнее - резонатором. Обратная связь в системе осуществляется с помощью генерируемых при разделении зарядов электромагнитных волн. При подходе движущейся к аноду катодной плазмы и входе её в полость анода происходит взаимодействие генерируемых при разделении зарядов электромагнитных волн с резонатором (анодом). Аналогичная ситуация реализуется и в плазменном фокусе - при подходе движущихся между коаксиальными электродами токоплазменных оболочек к срезу электродов и переходе их в стадию коллапса. В экспериментах [12] критическая частота резонатора совпадала с частотой генерируемого электромагнитного излучения. До момента вхождения плазмы в

полость анода в плазме существовал один из режимов, не приводящий к формированию доменов сильного поля. Возможно из-за того, что напряженность электрического поля в плазме была недостаточной для перехода электронов в состояние “убегания” от столкновений и формированию доменов сильного поля. При входе катодной плазмы в анодную полость выходящие из области разделения зарядов первичные поперечные электромагнитные волны подходят к границе раздела “плазма-вакуум” и становятся прошедшими. Последние на границе раздела “вакуум-металлическая стенка” испытывают отражение. Амплитуда отраженных волн уменьшается. Отраженные на стенке волны будут испытывать переотражение на противоположном участке резонатора. Переотраженные волны создают волны того же направления, что и первичные падающие. Следующие циклы переотражения аналогичны, а амплитуда их волн будет меньше из-за поглощения энергии средой. В некоторый момент колебания падающих и переотраженно-падающих волн становятся синфазными. При этом амплитуда колебаний результирующей волны достигнет максимальных значений. Синфазно будут складываться и колебания отраженных волн. Таким образом, кроме приложенного к плазме напряжения от импульсного генератора, к ней прикладывается также высокочастотное поле, которое устанавливается в резонаторе из-за разделения зарядов и взаимодействия генерируемых электромагнитных волн с плазмой и резонатором. Резонанс приводит к росту напряжения.

С целью проверки теории на установке ИР-25 были выполнены эксперименты по изучению влияния металлического экрана на процесс иницирования искрового разряда. Проведены две серии экспериментов. Межэлектродное расстояние в обеих сериях составляло 20 мм и использовались одни и те же острые электроды. Во второй серии между электродами устанавливался полностью изолированный от электродов полый металлический экран цилиндрической формы. Экран устанавливался таким образом, чтобы его торцевые части заведомо перекрывали межэлектродный зазор. Экран не являлся элементом электрической цепи. В ходе экспериментов получено, что напряжение пробоя в отсутствие экрана составляло 21.9 кВ, а при наличии экрана - 17.5 кВ. Разность пробойных напряжений между сериями составила 4.4 кВ. Очевидно то, что недостающие для пробоя во второй серии киловольты компенсировались из-за резонанса напряжений в области домена в плазменном элементе короны, предшествующей пробую. При этом слои домена ориентировались таким образом, что напряженность поля на домене по направлению совпадала с напряженностью поля от источника питания. Пробой сопровождался генерацией электромагнитного излучения в диапазоне длин волн  $3 \leq \lambda \leq 6$  см и наличием быстрых электронов в области, примыкающей к аноду с

энергией, в 3.5 раза превышающей значение, соответствующее приложенному напряжению. В опытах по статической короне отрицательная полярность была на остром катоде. В качестве анода использовался плоский диск диаметром 15 мм. При одном и том же межэлектродном зазоре  $L_{ak} = 17$  мм и приложенном напряжении  $U_{ap} = 22.2$  кВ в отсутствие экрана на катоде была обычная корона и СВЧ-излучение отсутствовало, а при постановке экрана с внутренним диаметром 28 мм между электродами происходил искровой разряд с генерацией СВЧ-излучения.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрен процесс разделения зарядов в слабоионизованной плазме при наличии сильного электрического поля. Аналитически получены выражения для частот волн пространственного заряда и генерируемых электромагнитных волн. Дано обоснование эмиссии собственного сверхвысокочастотного излучения из плазмы.

### Литература

1. L.Tonks, I.Langmuir.// Phys.Rev., 1929, vol.33, p.195.
2. В.Е.Голант, А.В.Жилинский, С.А.Сахаров Основы физики плазмы.//М.: Атомиздат, 1977. 384с.
3. Л.А.Арцимович. Управляемые термоядерные реакции. // М.: Государственное издательство физико-математической литературы. 1961. 468с.
4. Месяц Г.А. Эктоны. Часть 2.// Екатеринбург: УИФ “Наука”. 1994. 244с.
5. Орешко А.Г. Тезисы докладов XXVII Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС. Звенигород. 2000. с.212.
6. Базелян Э.М., Райзер Ю.П.// Искровой разряд. М.: Издательство МФТИ. 1997. 320с.
7. Андрушко Л.М., Федоров Н.Д. Электронные и Квантовые приборы СВЧ. // М.: Радио и связь. 1981. 208с.
8. N.A.Krall, A.W.Trivelpiece // Principle of plasma physics. N.Y.: McGraw-Hill book company. 1973.
9. Орешко А.Г.// Физика плазмы. 1991, т.17, с.679.
10. Орешко А.Г. Тезисы докладов XXVII Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС. Звенигород. 2000.с.211.
11. Бостик У.Г., Нарди В., Прайор У. и др.// В кн.: Накопление и коммутация энергии больших плотностей. Под ред. Бостика У., Нарди В., Цукера О. М.: Мир. 1979. с.215.
12. Горев В.В., Долгачев Г.И., Закатов Л.П. и др. // Физика плазмы. 1985, т.11, с.782.
13. Левинштейн М.Е., Пожела Ю.К., Шур М.С. Эффект Ганна. // М.: Советское радио. 1975. 288с.
14. Калинин В.И., Герштейн Г.М. Введение в радиофизику. //М.: Государственное издательство технико-теоретической литературы. 1957. 660с.