

## ДОМЕННАЯ МОДЕЛЬ АНОМАЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ПЛАЗМЫ

А.Г. Орешко

Московский авиационный институт, Москва, Россия

Показано, что переход части электронов плазмы из свободного (токопроводящего) состояния в связанное состояние – в слои избыточного отрицательного заряда при генерации электрических доменов приводит к снижению проводимости плазмы. Дифференциальная проводимость плазмы является отрицательной. Получена ампер-вольтная зависимость для катодной плазмы в магнитно-изолированном диоде ускорителя.

### 1. Введение

В ряде работ экспериментально наблюдался рост сопротивления плазмы в сильных электрических полях. Как установлено в [1] при напряженности электрического поля  $\vec{E}$ , превышающей критическое значение Дрейзера, происходит нарушение закона Ома  $\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E}$ . Аномальное сопротивление плазмы превышает величину сопротивления, определяемого кулоновскими парными столкновениями. Явление аномального сопротивления послужило основанием для разработки концепции турбулентного нагрева [2]. Для объяснения аномального сопротивления используется ионно-звуковая неустойчивость [3]. В ионно-звуковой интерпретации аномального сопротивления ток в плазме ограничивается величиной  $j = enc_s$ , в которой  $c_s = (kT_e/M_i)^{1/2}$  – скорость ионного звука. Вместо частоты электрон-ионных столкновений  $\nu_{ei}$ , входящей в проводимость плазмы по Спитцеру  $\sigma = e^2 n/m_e \nu_{ei}$ , вводится эффективная частота столкновений электронов с ионно-звуковыми шумами  $\nu_{ef} = eE/c_s m$ . Как отмечено в [4] имеется качественное соответствие между выводами, следующими из теории слабой турбулентности и экспериментом для тока поперек магнитного поля.

Имеется также ряд экспериментальных данных, полученных на разных установках и позволяющих дать принципиально отличающееся объяснение эффекту аномального сопротивления плазмы. Падение проводимости плазмы можно связать с появлением в ней структур, препятствующих протеканию тока. Анализ работ по электрическим разрядам показывает, что в плазме имеется структуризация, которая проявляется в виде страт, нитей, “горячих” точек, полос или каналов, коррелирующих с колебаниями сигналов на осциллограммах тока и приложенного напряжения, генерацией электромагнитного излучения и потоками быстрых ионов и электронов. Впервые структуризация плазмы в виде страт наблюдалась в экспериментах по Z-пинчу [5]. В [6] были зарегистрированы “плазмоиды”, в плазменных пушках – плазменные форсгустки [7], в плазменном фокусе – “горячие” точки [8]. Плазменные каналы наблюдались в [9,10]. Поэтому, прежде чем перейти к изложению основных результатов, имеет смысл вы-

яснить причины структуризации плазмы при наличии в ней электрического тока.

### 2. Структуризация плазмы при протекании тока

Структуризация плазмы связана с тем, что система кулоновски взаимодействующих частиц стремится к состоянию с минимальными значениями энергии. Как известно, в начале пробоя на электродах наблюдаются “пятна” [11]. К пятнам примыкает корона в которой имеются более ярко светящиеся плазменные элементы. В экспериментах по пробое промежутков получено, что ток в разряде начинает расти через некоторое время  $t_3$  после начала роста напряжения и произведение плотности тока на время запаздывания является величиной постоянной  $j^2 t_3 \approx const$  [11]. Из критерия следует, что пробой происходит при достижении в приэлектродной плазме некоторой критической концентрации носителей. Имеется несколько факторов, влияющих на структуризацию.

Плазма, в межэлектродном зазоре установки, является нагрузкой электротехнического контура. Нагрузка имеет импеданс, состоящий из омической, емкостной и индуктивной составляющих. Системе зарядов энергетически более выгодна организация токопрохождения через один или несколько параллельных каналов. На структуризацию влияет не только геометрия электродов, но и вкладываемая в разряд энергия. В экспериментах по искровому разряду, выполненных на установке “ИР-25”, в геометрии с острым катодом и плоским анодом разряд в основном осуществлялся обычно через один канал. С увеличением емкости конденсаторов канал в зазоре иногда разделялся на несколько разветвляющихся каналов типа структур Лихтенберга. При переходе к цилиндрическим электродам наблюдались обычно несколько искровых каналов, стартовых с боковой поверхности катода и имеющих дугообразную геометрию в пространстве. По мере приближения к аноду расстояние между искровыми каналами увеличивалось, что связано с влиянием магнитных полей. В плазменном фокусе в начальный момент при пробое по поверхности изолятора образуются токоплазменные оболочки (ТПО). Их появление связано с тем, что радиальный ток одинаковой плотности по поверхности диска протекать не может так как следуя уравнению Максвелла ток должен порождать азимутальное магнитное поле. Таким образом можно сделать вывод, что чем

меньше размер самого канала и чем больше их в зазоре, тем меньше емкостная составляющая импеданса. С ростом количества параллельных каналов в зазоре также снижается и индуктивная составляющая импеданса. Снижение импеданса нагрузки в начальный момент при пробое газа приводит к увеличению плотности предпробойного тока в плазменных элементах и, соответственно, к росту концентрации электронов. В плазменных элементах короны, являющейся предвестником искрового разряда [12], имеются “убегающие” от столкновений электроны. Влияние таких электронов на пробой в атмосфере изучалось в [13]. Уход “убегающих” электронов в область анода приводит к появлению в приэлектродной плазме слоя избыточного положительного заряда. Пространственный заряд такого слоя может быть скомпенсирован только слоем избыточного отрицательного заряда. В приэлектродной плазме появляется двойной электрический слой объемного заряда или электрический домен. Напряженность индуцируемого при разделении зарядов электрического поля превышает предельное значение для ударной ионизации и лавинного пробоя. Благодаря сильным полям и значительному напряжению на домене в области канала разряда появляются противоположно направленные потоки ионов и электронов, способствующие внедрению заряда из накопителя в прорастающий плазменный лидер и появлению стримеров.

Экспериментальная регистрация электрических доменов и доменной неустойчивости в твердотельной полупроводниковой [14], в плазме газового разряда [15] и во взрывоэмиссионной катодной плазме [9] свидетельствует о том, что эффект Ганна имеет место при определенных условиях в различных плазменных системах. Домены зарегистрированы в космической плазме. Анализ ряда экспериментальных работ показывает, что наблюдаемая структуризация плазмы в виде страт, нитей, полос или каналов, коррелирующая с колебаниями сигналов на осциллограммах тока и напряжения, генерацией сверхвысокочастотного электромагнитного излучения и потоками быстрых ионов и электронов осуществляется с помощью электрических доменов.

Как экспериментально показано в [9] разрушение в области анода вышедших из катодной плазмы доменов приводит к постепенному формированию плазменных каналов в межэлектродном промежутке. Такие каналы обнаружены также в диоде ускорителя наносекундной длительности [10]. Зарегистрированные ранее плазмиды [6], плазменные форсгустки [7] в плазменных пушках и горячие точки [8] в плазменном фокусе имеют размеры и скорости движения, которые характерны для электрических доменов.

### 3. Разделение зарядов в плазме

Кроме “убегающих” электронов имеется еще ряд причин, которые приводят к разделению зарядов и формированию стабильных электрических доменов. При наличии магнитного поля, когда  $\vec{E} > \vec{V}$ , частицы также переходят в режим ускорения. Причиной разделения зарядов, как известно, может быть

дрейф частиц в скрещенных гравитационном и магнитном полях. В неоднородной плазме имеются градиенты концентрации (давления). Поля и градиенты концентрации порождают потоки направленного дрейфа электронов  $\vec{\Gamma}_e$  и ионов  $\vec{\Gamma}_i$ . В области разделения зарядов имеет место неравенство потоков направленного дрейфа электронов и ионов, т.е.  $\vec{\Gamma}_e \neq \vec{\Gamma}_i$ . В сильном продольном электрическом поле  $\vec{\Gamma}_e > \vec{\Gamma}_i$  благодаря более высокой подвижности электронов. В продольном магнитном поле при наличии в плазме градиента плотности частиц поперечные потоки направленного дрейфа определяются диффузией частиц. В слабом магнитном поле циклотронная частота  $\omega_c$  много меньше частоты столкновений электронов с нейтральными атомами  $\nu_m$ . В этом случае поперечные потоки удовлетворяют неравенству  $\vec{\Gamma}_{e,\perp} > \vec{\Gamma}_{i,\perp}$ . В сильном магнитном поле (в этом случае  $\omega_c \gg \nu_m$ ) имеет место выражение  $\vec{\Gamma}_{i,\perp} > \vec{\Gamma}_{e,\perp}$ . Из уравнений Пуассона и непрерывности для электронов и ионов можно получить, что напряженность индуцируемого при разделении зарядов поля имеет вид

$$\frac{\partial \vec{E}_{ind}}{\partial t} = \frac{4\pi e}{\epsilon} (\vec{\Gamma}_e - \vec{\Gamma}_i) \quad (1)$$

Из (1) следует, что индуцируемая напряженность поля на домене пропорциональна разности потоков направленного дрейфа электронов и ионов.

Плазма является элементом электрической цепи – её нагрузкой. При наличии тока плазму можно рассматривать как набор элементарных параллельных плазменных трубок, внутри которых протекает ток. Каждая из трубок обладает проводимостью. Появление в плазме электрического домена эквивалентно появлению в среде омической составляющей сопротивления элемента с емкостной составляющей.

Используя закон Ома для плазмы  $\vec{j} = \sigma \vec{E}$  и соотношения  $Q = CU$ ,  $I = dQ/dt$ ,

$C = \epsilon S/4\pi x$  можно получить, что изменение заряда от времени в слое появляющегося в плазме “конденсатора” происходит по закону

$$Q = Q_0 \exp(t/\tau_m), \quad (2)$$

в котором:  $Q_0$  - начальный заряд,  $\tau_m = \epsilon/4\pi\sigma$  -

максвелловское время релаксации пространственного заряда. Из-за конечной проводимости плазмы возникающая в некоторой области её флуктуация плотности частиц одного сорта не успевает исчезнуть. Поэтому, флуктуация будет нарастать до тех пор, пока результирующая всех сил, создающих флуктуацию и приводящих к разделению зарядов не уравнивается силой кулоновского взаимодействия между слоями избыточного положительного и отрицательного заряда. В этот момент в плазме появляется стабильный электрический домен. Уход группы электронов плазмы из свободного (или то-

копроводящего состояния) в связанное состояние - в слое избыточного отрицательного заряда электрических доменов не успевает компенсироваться поступлением их в плазму от источника. Поэтому, на осциллограммах тока в ряде экспериментов обнаружена особенность. В низкочастотных режимах генерации доменов особенность проявляется в виде полочки, длительность которой близка к времени разделения зарядов. В высокочастотных режимах генерации доменов на осциллограмме тока появляется точка перегиба в окрестности которой меняется значение производной тока по времени. На осциллограмме приложенного напряжения появляются высокочастотные колебания, которые обусловлены наличием в плазме пространственных зарядов. Частота колебаний в магнитно-изолированных диодах превышает 5 ГГц.

#### 4. Численное моделирование проводимости плазмы

Как установлено в [16] доменная неустойчивость в полупроводниковой плазме реализуется когда ампер-вольтная зависимость имеет N-образный характер. Ток  $I$  при N-образной зависимости вначале растет, а затем - при достижении некоторого (порогового) значения напряженности электрического поля начинает убывать. Без учета диффузионной составляющей плотность тока -  $\vec{j} = en\vec{u}$ . Очевидно, что плотность тока может снижаться с ростом напряженности поля, если снижается скорость направленного дрейфа электронов или их концентрация. Для интерпретации зависимости скорости дрейфа электронов от напряженности поля в физике полупроводников используется механизм Ридли-Уоткинса-Хилсума [17,18] и двухдолинная модель зоны проводимости. Механизм [17,18] основан на допущении о том, что электроны в долинах имеют различные "эффективные" массы. Так как скорость движения электронов в плазме наряду с их концентрацией определяет плотность тока в плазме, то для выявления характера проводимости необходимо исследовать динамику движения электронов в плазме. При наличии силы со стороны электрического поля из-за падения напряжения от внешнего источника  $\vec{F}_e = e\vec{E}$ , обусловленного конечной проводимостью плазмы  $\sigma$  и силы "трения"  $\vec{R}_{sum}$ , обусловленной столкновением электронов с ионами и нейтральными атомами уравнение движения для электронов запишем в виде

$$m_e \frac{d\vec{u}}{dt} = -\vec{F}_e - \vec{R}_{sum} \quad (3)$$

В (3) принято, что направление оси  $z$  совпадает с направлением поля  $\vec{E}$ . Результирующая сила трения была взята в виде

$$\vec{R}_{sum} = \vec{R}_{ea} + \vec{R}_{ei} \quad (4)$$

Электрон-атомная и электрон-ионная составляющие определялись соответственно выражениями [19]

$$\vec{R}_{ea} = m_e \nu_{ea} \vec{u}_e, \quad (5)$$

$$\vec{R}_{ei} = -\beta m_e n \vec{u} / (u^2 + v_i^2)^{3/2}, \quad (6)$$

в которых:

$$\beta = 4\pi e^4 L_e / m_e, \quad v_i^2 = 3kT_e / m_e. \quad (7)$$

Здесь:  $L_e$  - кулоновский логарифм,  $k$  - постоянная Больцмана. Численные расчеты проводились для плазмы с  $n_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и  $T_e = 10^4 \text{ К}$  при  $\vec{E} > E_c$  Дрейсера. Для решения уравнения (3) использовался метод Рунге-Кутты. Численное решение не позволило выявить какие-либо особенности в зависимости скорости движения электронов от напряженности электрического поля  $\vec{u} = f(\vec{E})$  - зависимость не является ни N-, ни S-образной. Она имеет линейный характер. Падающий участок можно получить только тогда, когда известна и учтена в уравнении (3) сила кулоновского взаимодействия между слоями домена. Отметим, что падающий участок в зависимости скорости от напряженности поля в теории эффекта Ганна обязан своим существованием допущению о различной "эффективной" массе электронов в долинах. Допущение использовалось при численном моделировании во всех работах, выполненных как с использованием метода статистических испытаний, так и в результате численного решения кинетического уравнения Больцмана. Не реализуется также "непрерывное" ускорение электронов - скорость движения электронов при  $\vec{E} > E_c$  со временем выходит на установившиеся значения. Выход в режим "насыщения" скорости объясняется тем, что при достижении некоторой скорости сила трения (зависящая от скорости) снова уравновешивается силой со стороны электрического поля. Участки с падающей проводимостью по мере увеличения напряженности электрического поля можно получить, если задать в расчетах в области  $\vec{E} > E_c$  некоторый закон распределения частиц по энергии.

#### 5. Экспериментальные результаты

На ускорителе микросекундной длительности в магнитно-изолированном диоде были выполнены эксперименты в которых получен низкочастотный многодоменный режим генерации пространственных зарядов. Осциллограммы тока и напряжения даны на рис. 1.

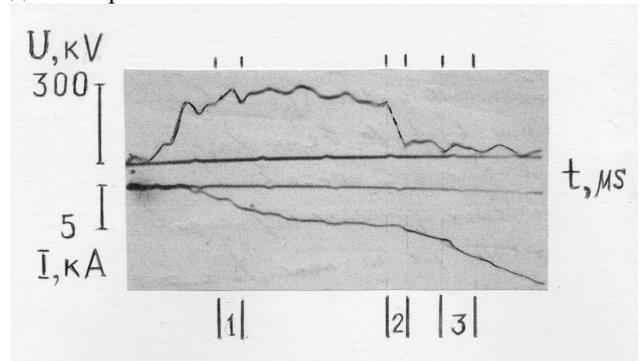


Рис. 1. Осциллограммы: напряжения  $U$  и тока  $I$ . Временные метки - 0,5 мкс

Построенная ампер-вольтная зависимость для трёх отрезков времени имеет участки с отрицательной дифференциальной проводимостью  $\sigma_d < 0$ .

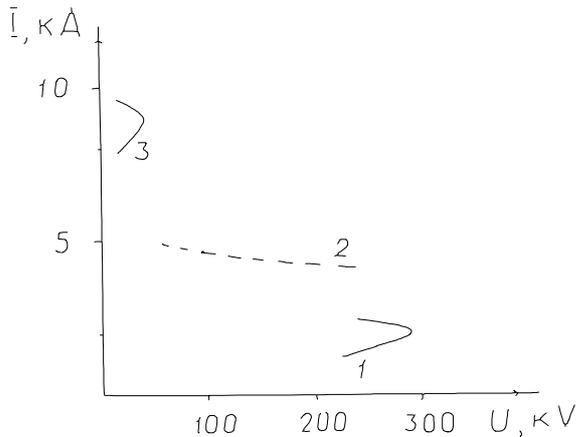


Рис. 2. Ампер-вольтная зависимость для отрезков времени, отмеченных на рис. 1

Полученные результаты дают достаточно убедительные основания считать, что anomalous сопротивление обусловлено разделением зарядов в плазме.

### Литература

1. Л.А. Арцимович Управляемые термоядерные реакции. М.: "Государственное издательство физико-математической литературы" 1961.
2. Е.К.Завойский, Л.И.Рудаков // Атомная энергия, 1967, т.23, с.417.

3. Л.И. Рудаков, Л.В. Кораблев // ЖЭТФ, 1966, т.50, с.220.
4. Б.Б. Кадомцев Коллективные явления в плазме. М.:Наука, 1976.
5. Л.А. Арцимович, А.М. Андрианов, О.А. Базилевская и др. // Атомная энергия, 1956, т.3, с.78.
6. И.Ф. Кварцхава, К.Н. Кервалидадзе, Ю.С.Гваладзе // ЖТФ, 1960, т.30, с.297.
7. К.Д. Синельников, Б.Г. Сафронов, И.Т.Гужовский, Ю.Г. Яременко Физика плазмы и проблема управляемого термоядерного синтеза. Вып.1. Киев: Издательство АН УССР, 1962.
8. W.H. Bostic, V.Nardi, W.Prior//Proceeding 2-th conference energy storage, compression and switching. N.Y., 1978, vol.2, p.267.
9. А.Г. Орешко //Физика плазмы, 1991, т.17, с.679.
10. В.Д. Королев, В.П. Смирнов, М.В. Тулупов и др. //Доклады АН СССР, 1983, т.270, с.1109.
11. Г.А. Месяц Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: "Советское радио" 1974.
12. Э.М.Базелян, Ю.П. Райзер Искровой разряд. М.: Издательство МФТИ. 1997.
13. А.В. Гуревич //XXVI Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС. Тезисы докладов. М.: 1999, с.5.
14. J.V.Gunn // Sol. St. Com., 1963, vol.17, p.88.
15. Г.Д. Мыльников, А.П. Напартович // Физика Плазмы, 1975, т.1, с.892.
16. В.К. Ridley // Proc.Phys. Soc., 1963, vol.82, p.954.
17. В.К.Ridley, T.V. Watkins // Proc. Phys. Soc., 1961, vol.78, с.293.
18. C.Hilsum // Proc. IRE., 1962, vol.52, p. 185.
19. В.Е. Голант, А.П. Жилинский, С.А. Сахаров Основы физики плазмы. М.: "Атомиздат" 1977.