

- [3] W i t t e n b e r g L.J., S a n t a r i u s J.F.,
K u l c i n s k i G.L. - Fusion Technology, 1986,
v. 10, N 2, p. 167-171.
- [4] K u l c i n s k i G.L., S c h m i t t H.H.
The Moon: an abundant source of clean and
safe fusion fuel for the 21-st century. 11-th in-
ternational scientific forum on fueling the 21st centu-
ry. 1987, UWEDM-730.
- [5] К о з л о в Б.Н. - Атомная энергия, 1962, т. 12, в. 3.
с. 238-240.
- [6] Г у с ь к о в С.Ю., И л ь и н Д.В., Л е в к о в с к и й А.А.
и др. - Атомная энергия, 1987, т. 63, в. 4, с. 252-255.
- [7] Г о л а н т В.Е., Ж и л и н с к и й А.Н., С а х а р о в И.Е.
Основы физики плазмы - М.: Атомиздат, 1977, 384 с.
- [8] П а с т у х о в В.П. Классические потери плазмы в открытых
адиабатических ловушках в кн.: Вопросы теории плазмы. -
М.: Энергоатомиздат, 1984, вып. 13, с. 160-204.

Поступило в Редакцию
2 августа 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 20

26 октября 1988 г.

ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ИСКРЫ НА УСТОЙЧИВОСТЬ НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА

Д.А. М а з а л о в, А.П. Н а п а р т о в и ч,
А.Ф. П а л ь

Для выяснения природы шнурования объемного разряда при по-
вышенных давлениях представляет интерес исследовать реакцию та-
кого разряда на внешние возмущения проводимости, плотности или
потенциала. Так, в [1], объемные возмущения проводимости в плаз-
менном столбе стационарного самостоятельного разряда создавались
вспомогательным импульсным разрядом между головками подвижно-
го зонда. Аналогичный способ применялся и в несамостоятельном
разряде [2]. Удобно использовать для этой цели лазерный пробой,
вызванный сфокусированным в разрядном промежутке импульсным
излучением. При этом легко изменяется локализация искры и от-
сутствуют неконтролируемые возмущения от присутствия в плазме
самих зондов.

Мощный импульс излучения за короткое для разряда время
(~ 20 нс) создает шар плазмы с концентрацией, заметно превы-
шающей характерную для несамостоятельного разряда ($\sim 10^{12}$ см $^{-3}$).
Кроме того, лазерная искра сильно разогревает газ, что приводит
к формированию ударной волны и разлету газа и плазмы [3].

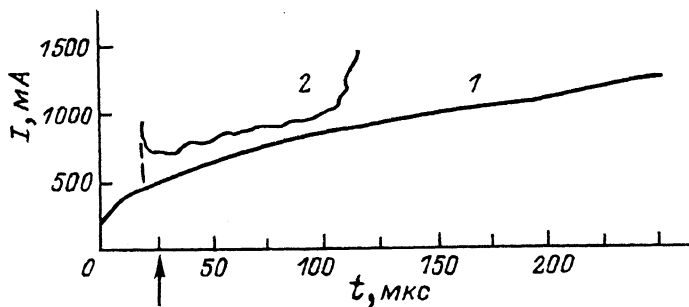
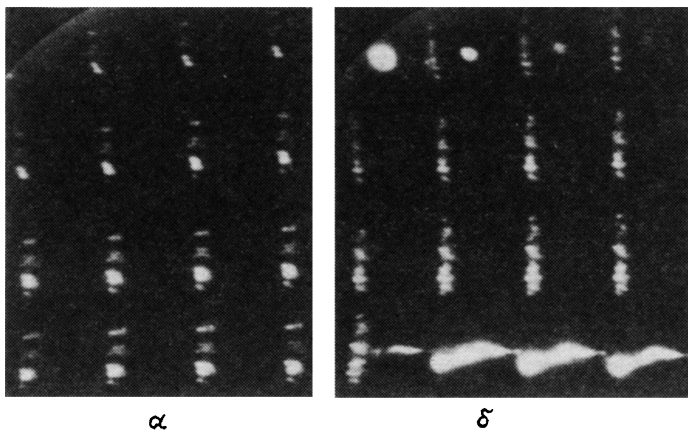


Рис. 1. Осциллограммы тока разряда при напряжении $U = 3$ кВ без лазерной искры (1) и с искрой (2) и соответствующие им ЭОП-граммы. Стрелкой отмечен момент запуска лупы времени. Порядок следования кадров слева-направо, сверху-вниз. Слева – катод, справа – анод. Длительность кадра 3 мкс, пауза между кадрами 3 мкс.

Нашей целью было изучение влияния лазерной искры на шнурование несамостоятельного разряда в азоте и прилипательную неустойчивость в смеси $O_2 + Ar$.

Эксперименты проводились на установке, аналогичной [4]. Несамостоятельный разряд контролировался электронным пучком с энергией 120 кВ и плотностью тока 100 мкА/см^2 . Расстояние между электродами 1 см, площадь электродов 1 см^2 . В центре разрядного промежутка с помощью линзы с фокусным расстоянием

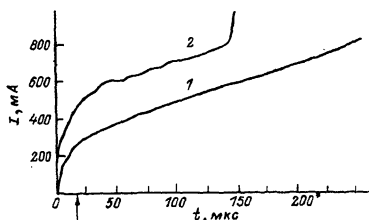
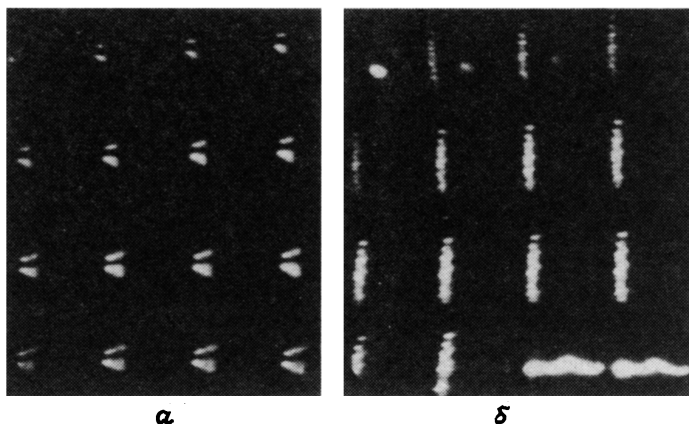


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но с лазерной искрой до начала разряда. Длительность кадра 4 мкс, пауза 4 мкс.

3 см фокусировалось излучение неодимового лазера с энергией 120 мДж и длительностью импульса 15–20 нс. Разряд фотографировался 16-кадровой лупой времени с минимальной длительностью кадра 0.5 мкс и паузой между кадрами 2 мкс. Все эксперименты проводились при атмосферном давлении.

На рис. 1 приведены осциллограммы тока разряда и фотографии участка несамостоятельного разряда в азоте с лазерным пробоем и без. Моменту лазерного пробоя соответствует резкий рост тока разряда, его максимум растет с ростом энергии лазерного излучения. Свечение от пробоя заполняет за время не больше 0.5 мкс (минимальная экспозиция одного кадра), т.е. весь разрядный промежуток, а затем быстро уменьшается в диаметре, сопровождаясь уменьшением тока разряда. Через 10–13 мкс ток выходит на

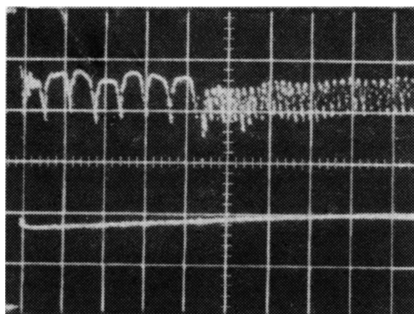


Рис. 3. Осциллограммы тока разряда (верхний луч, развертка 50 мА/дел) и напряжения (нижний луч, 500 В/дел) в смеси 1% $O_2 + Ar$. Развертка 10 мкс/дел.

квазистационарный уровень, зависящий от приложенного напряжения и дальше нарастает со скоростью, характерной для несамостоятельного разряда без возмущения. На прикатодном свечении влияние лазерного пробоя проявляется в увеличении числа катодных пятен и уменьшении длины проросших шнуров в одни и те же моменты времени от начала разряда, т.е. свечение прикатодной области становится более однородным.

Через время, уменьшающееся с ростом энергии лазерного излучения и времени задержки лазерной искры относительно начала разряда происходит очередной резкий рост тока. Этот рост сопровождается распространением от одного из электродов шнура, замыкающего промежуток между электродом и центральной областью. Возможно одновременное перемыкание обоих приэлектродных слоев, в этом случае рост тока еще быстрее. Завершается этот процесс шнурованием всего разрядного промежутка.

Такие же характерные особенности наблюдаются, когда лазерный пробой происходит раньше включения импульса напряжения (рис. 2).

В смеси 1% $O_2 + Ar$ прилипательная неустойчивость проявляется в форме колебаний тока с периодом, соответствующим движению между электродами прилипательных доменов. Слабое свечение разряда не позволило исследовать динамику процесса с помощью лупы времени. На осциллограммах тока разряда наблюдается увеличение частоты колебаний тока после лазерного пробоя в 4–5 раз (рис. 3).

Большая часть наблюдаемых явлений может быть объяснена в рамках трехслойной модели плазмы, в которой выделены два приэлектродных слоя толщиной примерно 1/4 см и слой плазмы в области газовой каверны, возникшей на месте лазерной искры (толщина ~ 0.5 см).

В начальный момент после оптического пробоя можно считать, что сопротивление среднего слоя плазмы обращается в нуль. Ска-

чок тока, вызванный пробоем, определяется величиной напряжения на этом слое непосредственно перед пробоем. Из осциллограмм тока следует, что при напряжениях 3 кВ во время искры ток возрастает в два раза, что свидетельствует о примерно постоянном поле в промежутке. При напряжении ~ 2 кВ относительный скачок тока несколько меньше. Это можно объяснить тем, что большая часть напряжения приходится на катодную область. Уменьшение тока после окончания оптического пробоя обусловлено, главным образом, распадом плазмы в области искры. Характерное время распада согласуется с обычным рекомбинационным временем.

Уровень тока, получающегося по завершении распада плазмы в области искры, зависит, главным образом, от приложенного напряжения. При малых напряжениях ток выходит практически на тот же уровень, что был бы в отсутствие искры. Можно полагать, что основное падение напряжения как при наличии искры, так и без нее, приходится на прикатодную область. Фотографии с ЭОП'а показывают, что искра при малых напряжениях не влияет существенно на вид катодных пятен. С ростом напряжения количество катодных пятен растет, а падение напряжения на этой области уменьшается. В результате после распада плазмы в области искры ток выходит на более высокий уровень, чем в ее отсутствие, при этом искра заметно влияет на катодные пятна. Последующее шнурование разряда также протекает по-разному при малых и больших полях. При малых вначале закорачивается шнуром прикатодный промежуток, затем шнуровывается оставшаяся часть разряда. При больших полях шнур образуется почти одновременно по всей длине с некоторым опережением в прианодной области.

Особенности шнурования объясняются неравномерным распределением потенциала между прикатодным и прианодным слоем. В частности, при больших полях ($U = 3$ кВ), избыточное напряжение распределяется более равномерно между приэлектродными слоями. В этом случае дополнительные эксперименты продемонстрировали, что время шнурования после искры близко к времени шнурования исходного разряда с удвоенным напряжением на нем.

Дополнительные аргументы в пользу изложенной выше упрощенной картины дают эксперименты в смеси $Ar + O_2$. Изменение периода колебаний тока в этой смеси после оптического пробоя в 4 раза (рис. 3) соответствует примерно уменьшенному пробегу прилипательных доменов, существующих в этом газе, на толщину слабо возмущенной плазмы ($\sim 1/4$ см). В области газовой каверны вследствие высокой газовой температуры оказываются процессы разрушения отрицательных ионов $O^- \cdot O_3^-$ [4], что приводит к распаду в этой области доменов.

Таким образом, совокупность экспериментальных данных качественно хорошо объясняется в рамках трехслойной модели плазмы с учетом специфики прикатодного слоя. Реально имеющаяся радиальная неоднородность плазмы приводит к локализации шнура в центре разряда. Однако, поскольку видимый на фотографиях ЭОП шнур образу-

ется, как правило, за несколько микросекунд до замыкания всего промежутка, можно полагать, что определяющую роль в процессе шнурования играют объемные процессы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Акишев Ю.С., Волчек А.М., Напартович А.П. и др. - ТВТ, 1987, т. 25, № 4, с. 630-635.
- [2] Персианцев И.Г., Рахимов А.Т., Суетин Н.В., Тимофеев М.А. - Физика плазмы, 1983, т. 9, № 3, с. 637-641.
- [3] Кондрашов В.Н., Родионов Н.Б., Ситников С.Ф., Соколов В.И. - ЖТФ, 1986, т. 56, № 1, с. 89-96.
- [4] Демьянов Л.В., Кочетов И.В., Напартович А.П. и др. - Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 14, с. 849-853.
- [5] Месси Г. Отрицательные ионы, М.: Мир, 1979.

Поступило в Редакцию
18 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 20

20 октября 1988 г.

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ $GaAs$, ИМПЛАНТИРОВАННЫХ ИОНАМИ АЗОТА И КИСЛОРОДА ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

И.А. Ельяшевич, А.Б. Журавлев,
Ю.В. Марахонов, Е.Л. Портной,
А.Е. Федорович

Глубокая имплантация ионов кислорода в $GaAs$ позволяет создать эффективный насыщающийся поглотитель, быстрдействие которого составляет величину порядка нескольких пикосекунд при дозах облучения $\sim 10^{12}$ ион/см² [1, 2].

Свойства такого поглотителя определяются областями разупорядочения, образующимися вдоль треков имплантируемых и вторичных ионов. В частности, время жизни неравновесных носителей заряда и, значит, быстрдействие поглотителя зависят от размеров аморфных областей, созданных ионной бомбардировкой, и расстояния между ними, так как рекомбинация носителей в данном случае определяется безызлучательными процессами и время жизни равно времени диффузии носителей до аморфных областей [3].

Сведения об объеме образующихся аморфных областей можно получить, изучая спектры пропускания света арсенидом галлия вблизи края поглощения в зависимости от дозы облучения. С ростом дозы