

О ПЛОТНОСТИ ТОКА СЭП, ФОРМИРУЕМОГО В ДИНАМИЧЕСКОМ ДВОЙНОМ СЛОЕ

Г.Е. О з у р , Д.И. П р о с к у р о в с к и й

Динамические двойные слои (ДС) объемного заряда играют важную роль в процессах происхождения тока в сильноточных плазмоннаполненных диодах [1, 2]. Интерес к процессам в ДС связан с использованием плазменных диодов для формирования сильноточных электронных пучков (СЭП), а также с применением их в качестве размыкателей тока [3]. В работах [1, 2] и большинстве работ по плазменным размыкателям тока предполагается квазистационарность ДС (для плазменных размыкателей в фазах проводимости и „эрозии“), т.е. выполнение в нем закона Чайлда-Ленгмюра для биполярного потока:

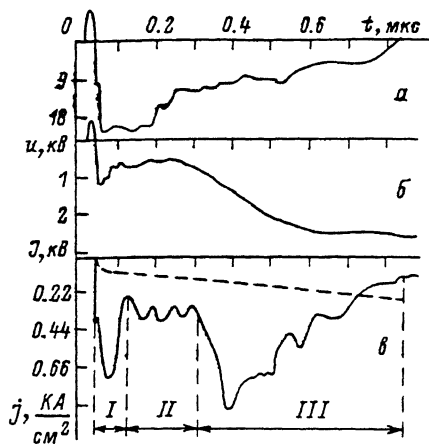
$$j_e = j_i \left(\frac{M}{m} \right)^{1/2} = \frac{1.85 \cdot 2.33 \cdot 10^{-6} U_{cl}^{3/2}}{d_{cl}^2}, \quad (1)$$

где U_{cl} , d_{cl} - падение потенциала в слое и его толщина, соответственно, M и m - массы иона и электрона. В этом случае плотность тока в ДС не зависит от внешнего приложенного напряжения, а определяется эмиссионной способностью более редкой из плазм (обычно анодной) [1, 2]. В настоящей работе мы наблюдали, однако, увеличенную (в 2 и более раз) по сравнению с (1) плотность тока СЭП, формируемого в двойном слое, что не согласуется с данными [1-3].

Эксперименты проводились на электронной пушке с плазменным анодом и взрывоэмиссионным катодом, описанной в [4]. Регистрация осциллограмм плотности тока $j_e(t)$ осуществлялась с помощью тонких (0,01 см) коллимирующих диафрагм диаметром от 0,02 до 0,1 см и системы микроколлекторов. Диаметр катода был 1,5 см, расстояние катод - анод составляло 1,6-2,1 см, диаметр анодного отверстия - 2 см. Время задержки между срабатыванием искровых источников анодной плазмы и подачей импульса ускоряющего напряжения на катод $t_z = 2$ мкс, напряженность внешнего ведущего магнитного поля - $H \approx 1$ кЭ.

Для проверки соотношения (1) предварительно было измерено распределение плотности ионного тока насыщения анодной плазмы зондовым методом. На основании этих данных и в предположении, что анодная плазма является углеродной и однократно ионизованной (катоды искровых источников анодной плазмы выполнены из материала с графитовой основой), строились расчетные осциллограммы $j_e(t)$, одна из которых приведена на рис. 1. При построении

Рис. 1. Типичные осциллограммы: а — напряжение на диоде; б — тока в диоде; в — плотности тока в диоде (сплошная линия — эксперимент, пунктирная — расчет).



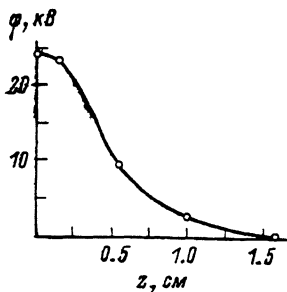
расчетных осциллограмм учитывался дополнительный вклад ($\sim 30\%$) в токопрохождение, связанный с движением катодной плазмы в сторону анода со скоростью $V_k \approx 2.5 \cdot 10^6$ см/с (скорость V_k оценивалась по коммутационной характеристике диода). На рис. 1 приведены также типичная экспериментальная осциллограмма $j_e(t)$

полученная в таких же условиях, что и расчетная, и синхронные ей осциллограммы напряжения на диоде и тока в диоде. Сравнение расчетной и экспериментальной осциллограмм $j_e(t)$ показывает явное превышение плотности тока в последнем случае. Причины этого, на наш взгляд, следующие. На участке I экспериментальной осциллограммы (первый всплеск) плотность тока СЭП значительно превышает расчетную ввиду нестационарности ДС (длительность фронта импульса напряжения $t_{\text{ф}} \approx 8$ нс сравнима с временем пролета ионом слоя $t_n \approx 5-10$ нс). Как показано в [5], ионы, выходящие из анодной плазмы в более поздний момент времени, почти догоняют предыдущие из-за нарастания электрического поля в ДС во времени на фронте импульса напряжения. Это приводит к накоплению ионов у катода, высокой степени нейтрализации объемного заряда СЭП и к повышению плотности тока пучка.

Превышение плотности тока СЭП на участке II (даже без учета всплесков) может быть объяснено перераспределением части падения потенциала из ДС в анодную плазму. Проникновение электрического поля в анодную плазму, в область ее повышенной концентрации, обуславливает увеличение плотности ионного тока и плотности тока СЭП.

Само перераспределение части падения потенциала в анодную плазму возможно при возникновении в ней аномального сопротивления вследствие раскочки бунемановской или ионно-звуковой неустойчивостей. Оценки концентрации анодной плазмы по зондовым измерениям ($n_a \approx 10^{12}$ см $^{-3}$), порога возникновения неустойчивости ($J_{\text{кр}} \approx 150-200$ А) и инкремента нарастания ($\gamma \approx 10^8$ с $^{-1}$) показывают, что раскочка этих неустойчивостей вполне возможна. Нами была предпринята попытка измерения потенциала в диоде плавающим зондом, который был защищен от прямого попадания на него электронов пучка. Полученное распределение потенциала в диоде

Рис. 2. Распределение потенциала в диоде ($t=150$ нс).



приведено на рис. 2. Видно, что в анодной плазме действительно наблюдается падение потенциала в несколько киловольт.

Заметим, что на плотность ионного тока будет также влиять плазма, возникающая на кромке анодного электрода при ионизации продуктов десорбции электронным пучком. Такая плазма, согласно оценкам, воз-

никает в наших экспериментах примерно через 20–30 нс после начала импульса (на I участке) и расширяется в сторону ДС и к оси пучка со скоростью $\approx 10^6$ см/с. Наиболее сильное влияние этой плазмы проявляется на участке III осциллограммы $j_e(t)$ когда наблюдается резкое увеличение плотности тока. Последующий спад $j_e(t)$ является фиктивным и связан с некорректностью измерений при низких энергиях электронов. Реально же плотность тока продолжает нарастать, что видно из осциллограммы тока в диоде.

Что касается природы всплесков на II и III участках осциллограммы $j_e(t)$, то их происхождение обусловлено, видимо, известным механизмом [6], связанным с возникновением в катодной плазме разрывов со значительным ($\sim 10^3$ В) падением потенциала. Эти разрывы возникают из-за неравномерной во времени генерации плазмы на катоде. В результате электроны входят в ДС с большими начальными скоростями, вследствие чего токопрохождение в ДС увеличивается.

Интересным фактором, в определенной мере объясняющим противоречие наших данных с результатами работ [1, 2], является то, что при увеличении длительности фронта импульса напряжения t_ϕ до 50–60 нс плотность тока СЭП уменьшилась приблизительно до расчетной величины, а начальный всплеск практически исчез. Видимо, возникновение аномального сопротивления зависит от величины надкритичности электронного потока, которая в случае короткого фронта составила $J/J_{кр} \sim 5$. Отметим, что в [1, 2] величина t_ϕ составляла 60–80 нс, поэтому неудивительно наблюдение авторами только квазистационарного ДС и хорошего соответствия величины тока выражению (1).

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Луценко Е.И., Середя Н.Д., Концевой Л.Н. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. В. 1. С. 72–81.
- [2] Луценко Е.И., Середя Н.Д., Целуйко А.Ф. // ЖТФ. 1988. Т. 58. В. 7. С. 1299–1309.

- [3] Ottinger P.F., Goldstein J.S.A., Meger R.A. // J. Appl. Phys. 1984. V. 56. No 3. P. 774-784.
- [4] Озур Г.Е., Прескуровский Д.И. // Письма в ЖТФ. Т. 14. № 5. С. 413-416.
- [5] Иваненков Г.В. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. В. 6. С. 1184-1191.
- [6] Баженов Г.П., Ладыженский О.Б., Литвинов Е.А., Чесноков С.М. // ЖТФ. 1977. Т. 47. С. 2086-2091.

Институт сильноточной
электроники АН СССР,
Томск

Поступило в Редакцию
4 декабря 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 4
06.2; 06.3

26 февраля 1990 г.

© 1990

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК КОНТАКТА МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК ДЛЯ ВСТРЕЧНО-ШТЫРЕВЫХ ФОТОДИОДНЫХ СТРУКТУР

С.В. А в е р и н

В последнее время наблюдается повышенный интерес к разработкам и исследованиям фотодетекторов, основанным на выпрямляющем контакте металл-полупроводник-металл (*MSM*) [1, 2]. Такие фотодетекторы обладают достаточно высоким быстродействием ($\sim 20-30$ пс), их планарная структура является удобной для интеграции с электронными компонентами последующих за детектором схем, а достаточно большая площадь существенно облегчает фокусирование оптического излучения на фотодиод. Изготовление планарных *MSM* фотодетекторов является достаточно простым (в сравнении с обычными „вертикальными“ приборами).

Фотодетектор, основанный на контакте *MSM*, представляет из себя два встречно-включенных Шоттки-барьерных контакта, как правило выполненных в виде гребенок контактных электродов, напыленных на поверхности полупроводникового материала [1-3]. При подаче напряжения смещения один из барьеров полностью снимается, другой же включен в обратном направлении, его область пространственного заряда растягивается на все расстояние между контактными электродами. При смене полярности напряжения смещения ситуация меняется на противоположную. Таким образом, в структурах *MSM* могут быть измерены лишь зависимости обратного тока от обратного напряжения смещения для одного из выпрямляющих Шоттки-барьерных контактов (рис. 1). По этой причине