

# Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

N. N. Ogurtsova, V. M. Shelemina, Наблюдение переходных процессов при включении капиллярного разряда с испаряемой стенкой,  
*TVT*, 1982, Volume 20, Issue 4, 771–775

<https://www.mathnet.ru/eng/tvt6414>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use  
<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.9.173

May 12, 2025, 20:33:49



фотоотрыва электронов от отрицательных ионов в балансе концентраций заряженных частиц при мощных вспышках света  $\sim 5 \cdot 10^{22}$  фот/см<sup>2</sup>·с.

Такое возможно в том случае, если указанные выше первичные отрицательные ионы успевают конвертировать, возможно в несколько стадий, в другие ионы и для вторичных отрицательных ионов сечения фотоотрыва малы ( $< 10^{-19}$  см<sup>2</sup>). Что касается быстрого конвертирования, то оно, по-видимому, в условиях эксперимента всегда выполняется (константа скорости конверсии  $k_c \sim 10^{-28} - 10^{-30}$  см<sup>6</sup>/с [6]), а предположение о малости сечения фотоотрыва вторичных ионов может быть одним из выводов данной работы.

Кроме фотоотрыва, под действием видимого света может происходить фотодиссоциация положительных [7] и отрицательных [3] сложных ионов и кластеров, имеющая сечение  $\sigma \sim 10^{-17} - 10^{-18}$  см<sup>2</sup>. Это приводит к изменению эффективных подвижностей и констант скоростей рекомбинации ионов. Как показывают результаты численных исследований [2], ВАХ разряда практически не зависит от подвижностей отрицательных ионов, а для малых токов и от константы ион-ионной рекомбинации.

Влияние света на ВАХ разряда в воздухе и азоте при малых токах можно объяснить фотодиссоциацией положительных ионов. Изменение эффективной подвижности  $\mu$  положительных ионов в отличие от отрицательных и константы электрон-ионной рекомбинации  $k_e$  заметно сказывается как на ВАХ, так и на распределении электрических полей в разряде [2]. Качественно влияние света становится ясным, если учесть, что в рассматриваемом типе разряда анодная область — основной генератор положительных ионов и длина пробега ионов относительно рекомбинации много больше межэлектродного расстояния. Изменение  $\mu$  приводит к изменению ионного тока и величины анодного падения напряжения, а изменение  $k_e$  изменяет распределение поля в разряде. При малых токах разряд горит практически при заданном внешней цепью напряжении, анодное падение максимально (может составлять сотни вольт [8]) и фотоэффект максимален. Количественное рассмотрение требует знания ионного состава, применения ЭВМ и выходит за рамки сообщения.

Институт атомной энергии  
им. И. В. Курчатова

Поступило в редакцию  
1.VI.1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Nighan W. L., Wiegand W. J. Influence of negative-ion processes on steady-state properties and striations in gas discharges.— Phys. Rev. A, 1974, v. 10, N 3, p. 922.
2. Бреев В. В., Пашкин С. В. Численное исследование стационарных состояний положительного столба высоковольтного диффузного разряда при средних давлениях.— Препринт ИАЭ № 2956, М., 1978.
3. Lee L. C., Smith G. P. Photodissociation and photodetachment of molecular negative ions. VI. Ions in O<sub>2</sub>/CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>O mixtures from 3500 to 8600 Å.— J. Chem. Phys., 1979, v. 70, N 4, p. 1727.
4. Dutton J. A survey of electron swarm data.— J. Phys. Chem. Ref. Data, 1975, v. 4, N 3, p. 577.
5. Гурашев Д. С. Справочник по ионным приборам. Киев: Техника, 1970.
6. Смирнов Б. М. Ионы и возбужденные атомы в плазме. М.: Атомиздат, 1974.
7. Smith G. P., Lee L. C. Photodissociation of atmospheric positive ions. II. 3500–8600 Å.— J. Chem. Phys., 1978, v. 69, N 12, p. 5393.
8. Блохин В. И., Бреев В. В., Деуреченский С. В., Пашкин С. В. Исследование анодной области газового разряда, контролируемого объемными процессами.— ТВТ, 1981, т. 19, № 4, с. 638.

УДК 537.5

#### НАБЛЮДЕНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ВКЛЮЧЕНИИ КАПИЛЛЯРНОГО РАЗРЯДА С ИСПАРЯЕМОЙ СТЕНКОЙ

Огурцова Н. Н., Шелемина В. М.

Одним из существенных достоинств капиллярного разряда с испаряемой стенкой (КРИС) является возможность получения квазистационарного режима. Стационарность разряда создает определенность физических условий, существенно упрощает теорию разряда и позволяет получить простые расчетные соотношения, связывающие параметры плазмы КРИС с током разряда и геометрией капилляра [1]. В стационарном режиме выполняются следующие условия: 1) скорость испарения стенки капилляра постоянна; 2) атомарный состав плазмы соответствует атомарному составу материала капилляра; 3) масса испаренного вещества стенки равна массе, истекающей через открытые торцы капилляра; 4) вводимая в разряд джоулева мощность равна мощности, уносимой плазменными струями.

Длительность переходного периода при включении разряда, предшествующая выходу на стационарный режим, определяется временем разогрева материала ка-

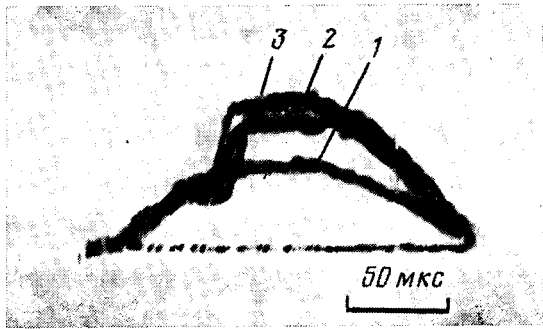


Рис. 1. Осциллограммы излучения разряда через капилляр из текстолита (1) и составные капилляры с окисью кремния (2) и окисью иттрия (3):  $\lambda=260$  нм; диаметр капилляра 5,6 мм, длина  $l=20$  мм

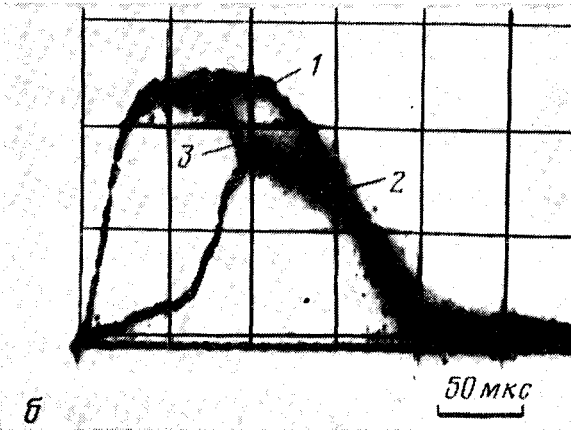
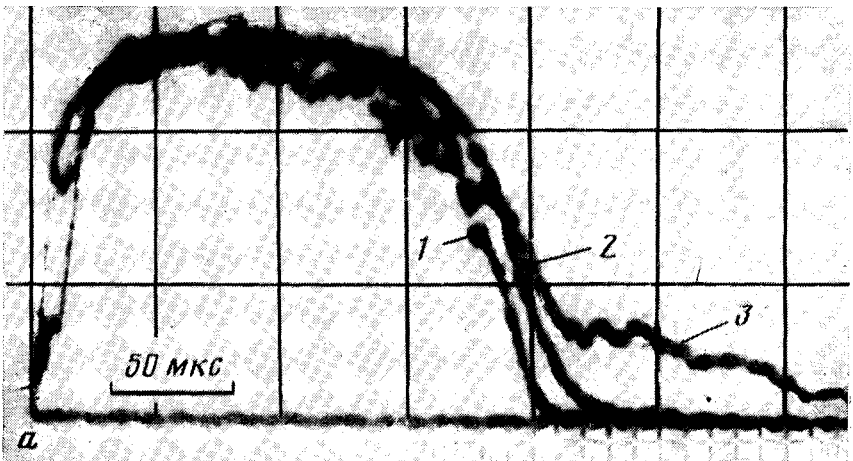


Рис. 2. Осциллограммы излучения в области  $\lambda=400$  нм (а) и  $\lambda=260$  нм (б) источника света ЭВ-45 (1), разряда через составной капилляр с окисью иттрия диаметром 5,6 мм,  $l=20$  мм (2) и суммарного излучения при просветке второго первым (3). По форме импульс излучения для  $\lambda=400$  нм подобен импульсу тока

пилляра до температуры интенсивного испарения, временем газообмена и для случая разряда в атмосфере временем выдува из канала газа, первоначально заполняющего капилляр.

В данной работе исследуется, главным образом, влияние теплофизических характеристик материала стенки на динамику заполнения разряда эрозивной плазмой. Работа выполнена для условий разряда в атмосфере при силе тока 8000–9000 А через капилляры диаметром 4–6 мм и длиной 10–20 мм, изготовленные из сильно отличающихся по температуре кипения материалов: кварцевого стекла  $\text{SiO}_2$  ( $T_k=$

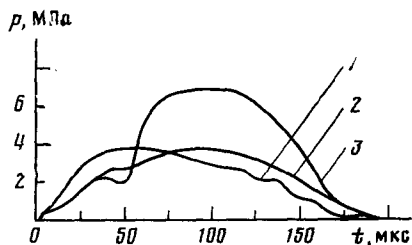


Рис. 3

Рис. 3. Оциллограммы давления в разрезе через капилляры из текстолита (1) и кварцевого стекла (2), а также оциллограмма излучения разряда (3) для  $\lambda=260$  нм через капилляр из кварцевого стекла диаметром 5,6 мм,  $l=20$  мм

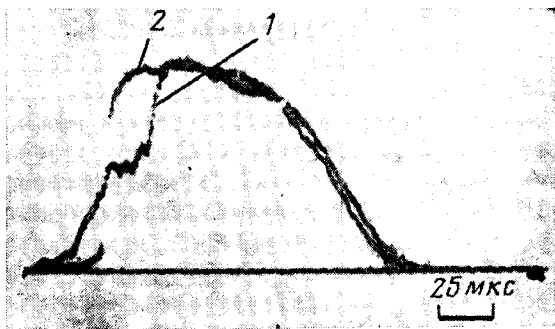


Рис. 4

Рис. 4. Оциллограммы излучения разряда через капилляр из кварцевого стекла в атмосфере воздуха (1) и гелия (2) (диаметр 5,6 мм;  $l=20$  мм)

$=3070$  К) и прессованного порошка окиси иттрия  $Y_2O_3$  ( $T_k=4300$  К), с одной стороны, текстолита ( $C_{37}H_{17}O_{18}$ ) и полиформальдегида ( $CH_2O$ ) с температурой пиролиза до 1000 К, с другой. Увеличение диаметра капилляра по сравнению со стандартным режимом ЭВ-45 существенно снижает тепловую нагрузку на стенку и соответственно облегчает наблюдение переходных процессов.

Из-за малой энергии ионизации и наличия многолинейчатого спектра коэффициент поглощения плазмы из окиси иттрия при низких температурах достаточно велик [2], в результате чего даже в условиях данных опытов при сравнительно малом давлении плазмы наблюдалась струйная экранировка излучения канала. Поэтому плазма из  $Y_2O_3$  получена в условиях разряда через составной капилляр, который собирался из трех соосно расположенных шайб, плотно зажатых между двух изоляционных пластин, исключающих наружное шунтирование разряда. Посредине размещалась шайба из окиси иттрия, со стороны наблюдения из полиформальдегида и с противоположной стороны из текстолита. Толщины шайб равны соответственно 7, 7 и 5 мм и подбирались таким образом, чтобы плоскость, разделяющая капилляр по направлению истечения, приходилась на границу  $Y_2O_3$  и полиформальдегида. В этих условиях основная масса испаренной окиси иттрия истекала в противоположную от направления наблюдения сторону, в результате чего экранировка излучения канала плазменной струей практически отсутствовала, о чем свидетельствовали вид спектра и форма светового импульса для  $\lambda=400$  нм. Предложенный способ надежно работает при сравнительно низких давлениях, когда плазма органического состава в непрерывном спектре частот практически прозрачна и не препятствует наблюдению излучения практически более плотной плазмы из окиси иттрия. Опыт показал, что временной ход излучения разряда через составной и чисто кварцевый капилляры практически одинаков, что указывает на отсутствие экранировки разряда через капилляры из кварцевого стекла.

Первые сведения о существенном увеличении длительности переходного периода в случае разряда через капилляры из тугоплавких материалов получены с помощью СФР-съемки. В дальнейшем работа проводилась оциллографическим методом, который позволял вести наблюдение в более оптически прозрачной УФ-области спектра. Оциллографирование излучения разряда проводилось для длин волн 400 и 260 нм со спектральным интервалом 4,0 и 1,5 нм соответственно.

В качестве иллюстрации на рис. 1 приведены оциллограммы излучения разряда через составной капилляр и капилляр из текстолита. Видно, что излучение разряда через составной капилляр при  $\lambda=260$  нм существенно отличается от трапецеидальной формы токового импульса, причем на начальных стадиях его интенсивность практически совпадает с интенсивностью излучения разряда через текстоловый капилляр. Специальными опытами показано, что в этот период в излучении разряда наблюдаются линии азота, кислорода и углерода, что свидетельствует о первоначальном заполнении канала воздухом и продуктами испарения текстолита и полиформальдегида и о задержке испарения стенки из тугоплавких окислов. Интенсивное испарение  $SiO_2$  и  $Y_2O_3$  начинается лишь к 70 мкс и сопровождается резким возрастанием интенсивности излучения разряда и появлением в спектрах излучения спектральных линий иттрия и кремния.

Методом лучеиспускания и поглощения измерены температура, коэффициент поглощения плазмы разряда через составной капилляр из  $Y_2O_3$  и их изменение в течение токового импульса. В качестве просвечивающего источника и источника сравнения использовался импульсный стандарт яркости ЭВ-45. При измерении поглощения источник просветки и исследуемый разряд включались последовательно и питались от одного блока, чем автоматически достигалась синхронность их включения. Равенство токов при работе с одним и двумя промежуточками обеспечивалось за счет небольшого изменения напряжения заряда конденсаторов. Полученные для  $\lambda=$

$\approx 260$  и  $400$  нм осциллограммы излучения приведены на рис. 2. Видно, что в области  $400$  нм реabsорбция излучения достаточно велика и даже для плазмы органического состава, реализующейся в первые  $50-70$  мкс, излучение близко к планковскому, а форма светового сигнала соответствует трапецеидальной форме токового импульса. В этих условиях интенсивность излучения определяется температурой плазмы и практически не зависит от ее состава. Температура разряда, измеренная по абсолютной интенсивности насыщенного излучения на  $50$  мкс, равна  $25\,000$  К, а к началу спада на заднем фронте несколько снижается. Изменение температуры и спектрального коэффициента поглощения плазмы КРИС при смене ее состава контролировалось в области  $\lambda=260$  нм. Проведенные измерения показали, что на  $50$  мкс, когда капилляр заполнен продуктами эрозии текстолита и полиформальдегида, температура плазмы и ее оптическая толщина равны соответственно  $26\,000$  К и  $0,18$ . К  $100$  мкс за излучение и поглощение разряда ответственна в основном плазма из окиси иттрия. Изменение состава приводит к росту коэффициента поглощения почти на порядок ( $kl=1,6$ ) и к некоторому снижению температуры до  $23\,000$  К, что качественно согласуется с полученными ранее данными [3] о снижении температур плазмы КРИС с ростом ее излучательной способности. Из рис. 2 видно, что излучение плазмы для  $\lambda=260$  нм к  $100$  мкс также приближается к планковскому и практически не реагирует на дальнейшее изменение состава. Поэтому на основании проведенных наблюдений временного хода излучений можно сделать лишь заключение, что в условиях опыта время установления квазистационарного режима разряда не менее  $70$  мкс.

Наряду с изменением интенсивности излучения поступление материала стенки в разряд может оказать существенное влияние на временной ход развивающегося в канале разряда давления. С помощью пьезокерамического датчика [4] измерялось давление в разряде через капилляры из текстолита и кварцевого стекла диаметром  $5,6$  и длиной  $20$  мм. Типичные осциллограммы давления приведены на рис. 3. На этом же рисунке для сравнения дана осциллограмма излучения плазмы из  $\text{SiO}_2$ . Видно, что в случае разряда через текстолитовый капилляр импульс давления подобно токовому сигналу имеет трапецеидальную форму. Максимум давления достигается через  $\sim 30$  мкс практически на переднем фронте токового импульса. Для разряда через капилляр из кварцевого стекла рост давления в канале происходит и в пределах плоской части токового импульса до  $100$  мкс, что свидетельствует об отсутствии стационарности. В обоих случаях величина максимального давления практически одинакова и равна  $4,0$  МПа. Сопоставление временного хода излучения и давления плазмы позволяет считать, что рост интенсивности сплошного излучения является более чувствительным индикатором смены состава плазмы и начала интенсивного испарения тугоплавкой стенки.

По данным предлагаемых исследований время разогрева стенки из окиси кремния и окиси иттрия в исследованных режимах равно соответственно  $50-70$  мкс. Заполнение канала эрозивной плазмой и установление стационарного значения давления в разряде определяется временем газообмена капилляра и достигается за  $10-20$  мкс. Таким образом, для разрядов через капилляры из тугоплавких материалов  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Y}_2\text{O}_3$  длительность переходного процесса в исследованных режимах, главным образом, определяется иерчей разогрева внутренней стенки капилляра до температуры интенсивного испарения. Согласно существующим представлениям о лучистом разогреве материалов [5, 6], характерное время нагрева текстолита и полиформальдегида до температуры интенсивного испарения примерно на два порядка меньше. Длительность переходного периода в этом случае определяется, главным образом, временем газообмена. Следует отметить, что количественные оценки характерных времен нагрева материалов излучением плазмы встречают значительные трудности из-за отсутствия надежных данных о реальной величине доходящего до стенки потока излучения. Так, например, для исследуемого случая КРИС в атмосфере на начальных стадиях разряда значительная доля энергии разряда расходуется на разогрев первоначально заполняющего капилляр воздуха, который может экранировать излучение плазмы в области  $\lambda \leq 180$  нм и в какой-то мере выполнять роль газовой защиты стенки [7]. Опыт показал, что при заполнении капилляра более прозрачным гелием время разогрева кварцевого стекла сокращается в  $\sim 1,5$  раза (рис. 4). На основании приведенных на рис. 4 осциллограмм можно сделать вывод, что скорость заполнения капилляра эрозивной плазмой в обоих случаях примерно одинакова и, по-видимому, определяется температурой образующейся эрозивной плазмы и ее средним молекулярным весом.

В данной работе показано, что длительность переходных процессов при включении КРИС определяется временем разогрева внутренней стенки капилляра до температуры интенсивного испарения и временем заполнения капилляра эрозивной плазмой. Наличие переходных процессов следует учитывать при количественных исследованиях эрозивной плазмы КРИС, особенно в случаях крупногабаритных разрядов, разрядов малой длительности и разрядов через капилляры из тугоплавких материалов. Эффекты, связанные с переходными процессами при включении КРИС, наблюдались ранее при использовании источника света Импульс-5 [8] и при разработке лампы с газовой защитой.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Белов С. Н., Жилин А. Н., Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В. — ТВТ, 1978, т. 16, № 3, с. 473.
2. Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В., Смирнов В. Л., Шелемина В. М. — ТВТ, 1979, т. 17, № 2, с. 442.
3. Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В., Шелемина В. М. — ТВТ, 1968, т. 6, № 3, с. 400.
4. Голубев Е. М., Огурцова Н. Н. — ЖТФ, 1978, т. 48, № 4, с. 732.
5. Анисимов С. И., Ямас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970.
6. Голубев Е. М., Роговцев П. Н. — ФХОМ, 1975, № 3, с. 36.
7. Демидов М. И., Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В., Роговцев П. Н. — ЖПС, 1969, т. 10, № 2, с. 191.
8. Голубев Е. М., Демидов М. И., Огурцова Н. Н. и др. — ЖТФ, 1971, т. 41, с. 1750.

УДК 533.933

### РАССЕЯНИЕ ТОНКОГО ПУЧКА БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ГАЗЕ

*Прудников М. М., Коровалов В. П., Чичерин В. Г.*

В современной физике и технике электронные пучки нашли широкое применение. Успехи в области сильноточных ускорителей привели, в частности, к использованию пучка быстрых электронов для накачки перспективных мощных лазеров и плазмохимических устройств. Во всех упомянутых задачах существенную роль играет строение поля плотности рождения вторичных электронов. При известной цене образования электрон-ионной пары в газе плотность образования определяется плотностью энергозклада.

Задачи дозиметрии требуют знания плотности рентгеновского излучения. Для диагностических задач и оценок влияния стенок, ограничивающих плазму, необходима функция распределения электронного потока по координатам, энергиям и углам. Электродинамика пучковой плазмы определяется плотностью источников объемного заряда, возникающего вследствие торможения быстрых электронов, и проводимостью плазмы. Круг возникающих задач делает актуальным исследование полной функции распределения в координатно-импульсном пространстве.

Обзор наиболее важных результатов по рассеянию электронов в веществе содержится в [1–3]. Особенность проведенных ранее исследований состоит в том, что в них традиционно рассматривается рассеяние на фольге широких пучков диаметром, многократно превышающим длину торможения электрона. Ниже, с помощью предлагаемого варианта метода Монте-Карло, рассматривается рассеяние моноэнергетического тонкого пучка в неограниченном объеме газа. В случае малого разогрева газа и  $E/N < 10^{-17}$  В·см<sup>2</sup> задача линейна и полученное решение можно рассматривать как аналог функции Грина для задачи о рассеянии пучков иной геометрии.

1. **Метод математического моделирования.** Ограничимся случаем устойчивой плазмы. Точная математическая формулировка задачи описывается уравнением [4]

$$\begin{aligned} \Omega \nabla \eta(r, E, \Omega) + \Sigma(E) \cdot \eta(r, E, \Omega) - \int d\Omega' \int dE' \eta(r, E, \Omega) \cdot \Sigma(E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega) = \\ = \delta(r) \delta(E - E_0) \delta(\Omega - 1_z), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\eta(r, E, \Omega)$  — функция распределения, представляющая поток электронов с энергией  $E$ , движущийся в направлении  $\Omega$  и пересекающий единичную площадку с центром в  $r$ , нормальную к  $\Omega$ . Правая часть — источник.  $\Sigma(E' \rightarrow E, \Omega' \rightarrow \Omega)$  — макроскопическое дифференциальное сечение рассеяния;  $1_z$  — единичный вектор оси  $z$ . Метод Монте-Карло не нуждается в формулировке кинетического уравнения (1), которое необходимо лишь для однозначности изложения постановки.

При рассеянии электронов относительная роль единичного акта столкновения по потерям энергии мала. На траектории электрона происходит упругое рассеяние, возбуждение и ионизация молекул или атомов газа. Согласно экспериментальным данным [5], части траектории, содержащие десятки столкновений, в среднем близки к прямой. Поэтому прямое моделирование нецелесообразно как по физическим соображениям, так и по чрезмерным затратам машинного времени. В качестве «укрупненного столкновения» рассматривается рассеяние на тонком плоскопараллельном слое газа, в котором происходит несколько десятков столкновений. Толщина слоя определяется с учетом следующих условий: число столкновений не менее двадцати; средний угол рассеяния мал по сравнению с прямым; ионизационные потери в слое составляют малую долю энергии. Электрон падает нормально к левой поверхности слоя толщиной  $d$  и вылетает с правой, испытав смещение на  $D$  относительно нормали, рассеяние на угол  $\theta$ , потерю энергии  $\Delta E$  и породив с вероятностью  $p \ll 1$  внутри слоя вторичный электрон ( $\delta$ -электрон). На вылете с правой поверхности или в точке возникновения  $\delta$ -электрона происходит очередное «укрупненное столкновение». Учитываются лишь длиннопробегные  $\delta$ -электроны, выходящие за ячейку усреднения. При этом траектория ветвится. При точном моделировании статистиче-