

01;02;04

## **Возможен ли рост концентрации отрицательных ионов в паузах тока импульсного разряда в кислороде?**

© А.А. Кудрявцев, Л.Д. Цендин

С.-Петербургский государственный университет

E-mail: akud@ak2138.spb.edu

С.-Петербургский государственный технический университет

Поступило в Редакцию 22 февраля 2000 г.

Проведен критический анализ имеющихся данных о распаде кислородной плазмы низкого давления. Основное внимание уделено неоднократно наблюдаемым на начальных стадиях распада эффектам резкого роста потока отрицательных ионов на стенку и увеличения во времени изменения зондового тока при лазерном фотоотрыве. Эти явления в различных работах связываются с абсолютным ростом концентрации отрицательных ионов. Показано, что совокупность всех имеющихся экспериментальных данных невозможно объяснить только действием объемных плазмохимических реакций без учета специфики процессов переноса в электроотрицательных газах. Предложен альтернативный механизм, связанный с двухстадийным распадом плазмы электроотрицательных газов, сопровождаемый сменой режима диффузии.

В последние годы возрос интерес к исследованию импульсной плазмы электроотрицательных газов. В значительной мере это связано с экспериментально установленными фактами, что переход к импульсному питанию позволяет существенно улучшить работу различных приборов и устройств. Примерами могут служить ионные источники [1], реакторы для плазменного травления [2] и другие современные плазменные устройства [3]. Изменениями длительности активной фазы и скважности разряда, вкладываемой мощности других параметров режима удается достаточно гибко управлять характеристиками плазмы. При этом могут наблюдаться довольно неожиданные эффекты. Например, во многих таких исследованиях сообщалось, что на начальных стадиях распада, на фоне монотонного уменьшения концентраций положительных ионов  $N_p$  и электронов  $N_e$ , может наблюдаться абсолютный рост концентрации отрицательных ионов  $N_n$  [1–4]. Основанием для этого является резкий

рост потока отрицательных ионов  $\Gamma_n(t)$  на масс-спектрометр или рост сигнала фотоотрыва  $\beta(t) = I_{pd}/I_{es}$ , который пропорционален отношению  $N_n/N_e$ . Здесь  $I_{pd}$  — электронный ток фотоотрыва, т.е. разность значений электронного тока насыщения на зонд в присутствии и в отсутствии лазерного импульса, отнесенная к току насыщения в невозмущенной плазме  $I_{es}$ . Поскольку подобные эффекты отмечались при различных способах возбуждения плазмы и для различных газов [1–6], то предполагалось, что возрастание  $N_n$  на начальной стадии распада является достаточно общим явлением.

Рост  $N_n$  может происходить либо за счет относительного (относительно стационарных значений) увеличения скорости образования, либо за счет замедления их разрушения, т.е. скорость процессов образования отрицательных ионов должна превышать их гибель. Поскольку характерное время остывания электронов, как правило, значительно меньше характерных времен изменения концентраций заряженных частиц, то в послесвечении наиболее быстро уменьшается энергия электронного газа. Следовательно, после выключения разряда могут резко упасть лишь константы реакций с большим энергетическим порогом. Поэтому в литературе для объяснения наблюдаемых эффектов обычно привлекаются те или иные объемные пороговые процессы рождения и гибели отрицательных ионов с участием электронов.

Так, в условиях импульсного режима работы ионных источников водорода резкое выключение реакции отрыва электронным ударом, имеющим большой энергетический порог, замедляет гибель отрицательных ионов. Если предположить, что прилипание электронов преимущественно происходит через высоковозбужденные колебательные уровни молекул водорода, так что эффективность его слабо меняется при переходе к послесвечению, то концентрация  $N_n(t)$  будет возрастать [1].

В реакторах для плазменного травления, использующих в качестве плазмообразующей среды хлор [2–5], напротив, в качестве причины роста  $N_n(t)$  указывается на увеличение эффективности прилипания в послесвечении в галогенах из-за уменьшения электронной температуры  $T_e$ . При не зависящей от  $T_e$  гибели  $N_n$  за счет ион-ионной рекомбинации это тоже должно приводить к росту концентрации отрицательных ионов.

Эти точки зрения были подвергнуты критике в [7,8], где была предложена альтернативная интерпретация наблюдаемых в [1,2] фактов. Она основана на выявленном в [9,10] резком изменении режима диффузии при распаде плазмы электроотрицательных газов. При этом быстрый

рост сигналов  $\Gamma_n(t)$  и  $\beta(t)$  может иметь место и при монотонном уменьшении  $N_n(t)$ .

В цикле работ [11–14] были выполнены эксперименты в плазме послесвечения кислорода, в которых также сообщалось о резком увеличении концентрации отрицательных ионов на начальных стадиях распада. С одной стороны, этот факт представляется достаточно удивительным, поскольку на основе констант процессов образования и гибели отрицательных ионов, используемых в большинстве из имеющихся моделей кислородной плазмы [15–17], такой вывод сделать трудно. С другой стороны, распад электроотрицательной плазмы наиболее подробно исследовался именно для кислорода [7,11–14,18], который является к тому же и одним из наиболее изученных электроотрицательных газов.

В данной работе проведен критический анализ имеющихся данных о распаде кислородной плазмы низкого давления. Показано, что совокупность всех имеющихся экспериментальных данных невозможно объяснить только действием объемных плазмохимических реакций без учета специфики процессов переноса в электроотрицательных газах. Предложен альтернативный механизм, связанный с двухстадийным характером распада плазмы электроотрицательных газов, сопровождаемый сменой режима диффузии.

Большинство имеющихся экспериментов выполнено при низких давлениях газа, когда эффективность трехтельного прилипания электронов к молекулам ничтожно мала. Поэтому ограничимся случаем, когда образование отрицательных ионов обусловлено диссоциативным прилипанием.

Энергетический порог диссоциативного прилипания к молекуле кислорода в основном состоянии



значителен ( $\sim 3.6 \text{ eV}$ ). За счет остывания электронов в послесвечении константа этого процесса  $K_a$  резко падает по сравнению с активной фазой разряда. Это же справедливо и для прилипания через низкие возбужденные состояния кислорода  $a^1\Delta$  и  $b^1\Sigma$ .

Процесс диссоциативного прилипания через высоковозбужденные состояния молекул  $K_a^{**}$



имеет малый энергетический порог, так что аррениусовская экспоненциальная зависимость константы реакции от  $T_e$  должна быть сильно

подавлена. Поэтому можно ожидать лишь более слабого, чем  $K_a$ , изменения  $K_a^{**}$  в послесвечении. Гипотеза же [14] об абсолютном росте скорости прилипания (2) на ранних стадиях распада кислородной плазмы требует, чтобы одновременно выполнялся ряд трудновыполнимых условий. Во-первых, для этого необходимо, чтобы процесс прилипания через высоковозбужденные состояния доминировал как в активной фазе, так и в послесвечении, что требует большого значения сечения этого процесса — порядка газокинетического [14]. Во-вторых, сечение диссоциативного прилипания должно очень сильно уменьшаться с ростом энергии электронов, для того чтобы скомпенсировать неизбежное уменьшение концентрации высоковозбужденных молекул при распаде плазмы. В-третьих, чтобы произведение концентрации возбужденных молекул на константу скорости реакции (2) росло со временем, необходимо, чтобы величина  $T_e$  достаточно быстро спадала со временем (за несколько микросекунд, по данным [14]). Между тем при столь низких, как в [11–14], давлениях (порядка 5 мТор) остывание запертых электронов при их столкновениях с молекулами происходит достаточно медленно [20].

Отметим также, что наблюдавшиеся в [11] значения характерного времени роста  $\Gamma_n(t)$  и  $\beta(t)$  составляли 10–30  $\mu\text{s}$ , что порядка газокинетического времени столкновений молекул и ионов, которое меньше времени плазмохимических реакций. Между тем рост скорости образования отрицательных ионов может привести к увеличению  $N_n(t)$  (примерно в 10 раз, как в [11–14]) лишь со значительной задержкой.

Таким образом, представляется сомнительным, чтобы эффективность прилипания через высоковозбужденные состояния кислорода так быстро возрастала.

Если же эффективность рождения отрицательных ионов в раннем послесвечении не возрастает резко, то возможный быстрый рост  $N_n(t)$  может быть связан лишь с еще более сильным замедлением их гибели. Такими процессами могут быть реакции электронного отрыва



поскольку при остывании электронов соответственно резко уменьшается (выключается) и их отрыв от отрицательного иона при столкновениях с быстрыми электронами в плазме разряда. Если этот процесс является главным механизмом разрушения  $N_n$  в активной фазе разряда, а коэффициент прилипания при этом меняется слабо, то, в принципе,

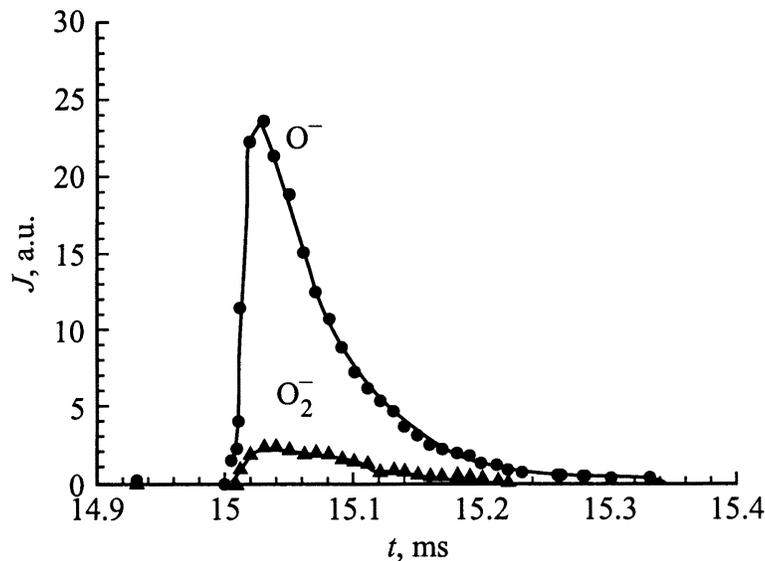
возможен рост абсолютной концентрации отрицательных ионов. Именно этот механизм и считается в [1] ответственным за рост концентрации отрицательных ионов при распаде водородной плазмы. Однако, как уже отмечалось выше, эти выводы были поставлены под сомнение в [4,5,11], поскольку скорость ион-ионной рекомбинации  $K_r$ , которая не зависит от  $T_e$ :



даже в активной фазе разряда, как правило, превышает скорость отрыва электронным ударом  $K_{de}$ . Для кислорода  $K_r = 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$ , поэтому даже при выборе завышенных значений сечений отрыва электронным ударом, уже в активной фазе  $K_{de} < K_r$ .

Таким образом, интерпретация увеличения  $\Gamma_n(t)$  и  $\beta(t)$  в кислороде за счет роста эффективности прилипания в послесвечении, предложенная в [11–13], нам представляется весьма искусственной. Это связано с тем, что при этом анализе не были учтены процессы пространственного переноса заряженных частиц. Хотя процессы гибели заряженных частиц при низком давлении в первую очередь определяются именно их диффузией на стенки.

Как было показано ранее в [9,10], даже в простейшем случае, когда плазмохимическими процессами можно пренебречь, т.е. когда диффузионный распад обычной плазмы имел бы экспоненциальный характер, в электроотрицательных газах могут наблюдаться две стадии распада. До тех пор пока  $N_n/N_e < b_e/b_n$  ( $b$  — соответствующие подвижности), плазма обедняется электронами и положительными ионами, а отрицательные ионы заперты в объеме самосогласованным радиальным полем и пристеночным скачком потенциала. Вторая стадия распада начинается при  $N_n/N_e > b_e/b_n$  и определяется ион-ионной амбиполярной диффузией (или рекомбинацией) при практически полном отсутствии электронов. Резкое изменение режима распада плазмы, согласующееся с такой картиной, наблюдалось экспериментально еще в [18] при малой начальной степени электроотрицательности  $\alpha_0 = N_n/N_e \ll 1$ . В [7] было установлено, что переход к ион-ионной плазме происходит с обострением, т.е. уход практически всех электронов происходит за конечное время  $t_0$ , определяемое главным образом величиной  $\alpha_0$ . При большой степени электроотрицательности,  $\alpha_0 > 1$ , уход всех электронов из объема происходит при относительно малом изменении концентраций положительных и отрицательных ионов. Таким образом, при распаде плазмы низкого давления практически всегда необходимо учитывать уход электронов на стенки [7,18].



**Рис. 1.** Временное изменение потоков отрицательных ионов кислорода на стенку, измеренное времяпролетным масс-спектрометром по данным рис. 4 из [11]. Время выключения разряда  $t_d = 15$  ms.

В работах [12,14] были проведены оценки эффективности различных плазмохимических процессов образования и гибели отрицательных ионов кислорода в послесвечении (см. табл. 1 в [12,14]). Сложная геометрия эксперимента и присутствие магнитного поля и проводящих стенок в этих экспериментах делает количественный анализ переноса плазмы в таких условиях достаточно сложным [10]. Можно, однако, утверждать, что полностью пренебрегать этими процессами нельзя. Так как концентрация электронов в начале распада была значительной, а длина прибора не слишком большой, то электронный диффузионный поток вдоль магнитного поля, по всей видимости, был велик. В этих условиях самосогласованное электрическое поле должно запереть уход электронов и отрицательных ионов вдоль магнитного поля  $\mathbf{V}$ . При этом проводящие стенки будут заряжены отрицательно относительно плазмы, так что сохраняется разделение распада на две стадии, причем на первой

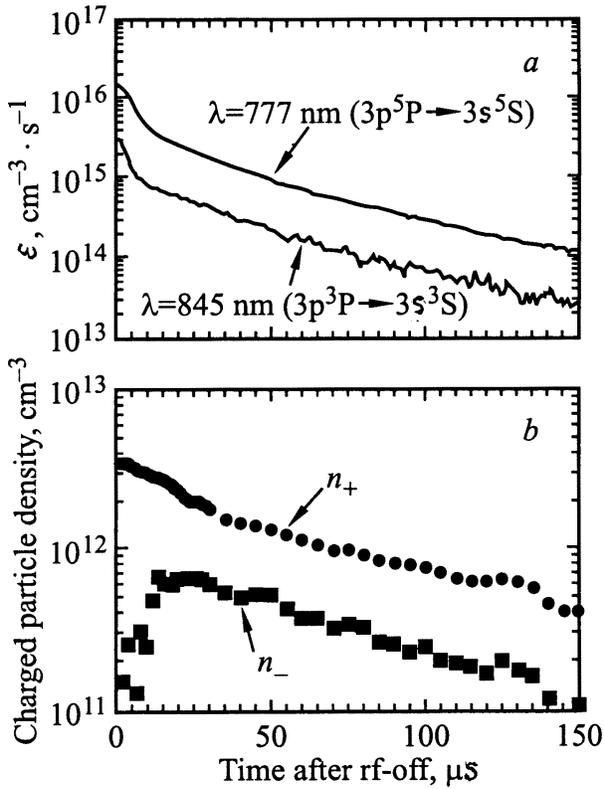
стадии распада, так же как и без магнитного поля, отрицательные ионы должны быть заперты в объеме.

В [12,14] был сделан вывод, что в реализуемых там условиях сравнительно высоких степеней ионизации ( $\sim 10^{-2}-10^{-3}$ ) главным процессом образования  $O^-$  является реакция (2), а главным механизмом их гибели — ион-ионная рекомбинация (4). В работе [11] динамика ионов регистрировалась при помощи времяпролетного масс-спектрометра. Рис. 4 из [11] зависимости  $\Gamma_n(t)$ , который для удобства представлен на рис. 1 данной статьи, поразительно схож с соответствующим рис. 6 из [18]. В обеих работах в активной фазе и на ранних стадиях распада поток отрицательных ионов на стенку практически отсутствовал, а затем в момент времени  $t_0$  (на рис. 1 через  $30 \mu s$  после обрыва импульса) наблюдался резкий всплеск  $\Gamma_n(t)$ , который сравнивался с потоком положительных ионов. Из этого факта в [11] был сделан далеко идущий вывод о полном отсутствии отрицательных ионов в течение активной фазы разряда и не первой стадии послесвечения.

К сожалению, в [11–14] не приведены соответствующие зондовые ВАХ, симметричный вид которых при  $t > t_0$ , по нашему мнению, должен был бы быть аналогичным наблюдавшимся ранее в [7,18]. Это свидетельствовало бы о переходе от первой стадии распада, когда электрическое поле определяется электронами и запирает отрицательные ионы в объеме плазмы, не выпуская их на стенку, к ион-ионной плазме на второй стадии.

В [12] в тех же условиях при помощи методики фотоотрыва был зарегистрирован рост сигнала  $\beta(t)$  (см. рис. 4 из [12]). С использованием данных зондовых измерений концентрации  $N_p$  это также было интерпретировано, как появление и последующий рост  $N_n(t)$  при распаде. Однако, как уже указывалось в [8], методика фотоотрыва дает непосредственно лишь рост отношения  $N_n/N_e$ . Поскольку отношение  $N_n/N_e$  на первой стадии распада должно возрастать, в первую очередь из-за резкого уменьшения  $N_e$ , то сам по себе этот факт не является доказательством резкого увеличения абсолютного значения концентрации  $N_n$ .

В работе [13] проводились спектроскопические измерения временного поведения интенсивностей  $I_\lambda(t)$  линий атомарного кислорода, заселяемых, по мнению авторов, в результате ион-ионной рекомбинации. Для удобства рис. 2 данной статьи воспроизводит соответствующий рис. 2 из [13]. На рис. 2, *a* показаны измеренные в [13] зависимости интенсивностей свечения линий 777 и 845 nm от времени. С использованием зондовых измерений концентрации  $N_p$  на рис. 2, *b* по этим



**Рис. 2.** Временное изменение: *a* — интенсивностей свечения линий 777 и 845 nm, *b* — концентраций положительных и отрицательных ионов по данным рис. 2 из [13].

данным предпринята попытка восстановить зависимости  $N_p(t)$  и  $N_n(t)$  в послесвечении. Видно, что при  $t > t_0 \approx 20-30 \mu\text{s}$ , что соответствует по нашему мнению, второй стадии распада, концентрации  $N_p(t)$  и  $N_n(t)$  имеют одинаковую постоянную спада. По смыслу эти концентрации должны были бы быть равны друг другу, тогда как в [13] утверждается, что  $N_p \gg N_n$ . О некорректности этого вывода свидетельствует также тот факт, что если по данным рис. 2, *b* с использованием условия

квазинейтральности построить зависимость  $N_e$  от времени, то получится весьма непонятная и необъяснимая картина практического постоянства  $N_e(t)$  в послесвечении. Кроме этого, чтобы определить абсолютное значение  $N_n(t)$  по интенсивности линий, необходимо знать величину парциального сечения ион-ионной рекомбинации с заселением верхнего уровня. Эти сечения известны сравнительно плохо. Значения даже полных сечений, приводимые разными авторами, отличаются более чем на порядок. Если увеличить парциальное сечение рекомбинации всего в три раза по сравнению с использованным в [13], то значения  $N_p(t)$  и  $N_n(t)$  на второй стадии распада практически совпадут. Кроме того, если по данным рис. 2, *b* принять, что  $N_p \approx N_e \gg N_n$ , то более эффективным каналом гибели заряженных частиц была бы диссоциативная рекомбинация электрона и положительного иона



которая имеет близкую к (4) константу скорости и также может вызвать рекомбинационное свечение исследуемых линий атомарного кислорода. При этом интенсивность этого свечения нельзя было бы интерпретировать как результат ион-ионной рекомбинации.

Утверждение в [13] о малости концентрации  $N_n$  на начальных стадиях распада было получено следующим образом. Полагалось, что резкий начальный спад  $I_\lambda(t)$  на рис. 2, *a* обусловлен электронным возбуждением. Поэтому весь начальный участок зависимости  $I_\lambda(t)$  аппроксимировался экспонентой, которая потом вычиталась из полного сигнала. Такая процедура заранее предполагает тот факт, который авторы хотели доказать, — что в активной фазе, в соответствии с рис. 1, отрицательных ионов не было. Нам представляется, что более естественная процедура соответствовала бы аппроксимации сигнала  $I_\lambda(t)$  в виде суммы двух экспонент. Восстановленная таким образом зависимость  $N_n(t)$  будет соответствовать не резкому росту, а слабому уменьшению  $N_n$  со временем, что представляется нам более естественным.

Таким образом, анализ данных [11–14] показывает, что многие сделанные там выводы могут быть результатом неадекватной интерпретации полученных экспериментальных данных. По нашему мнению, эти результаты допускают альтернативную интерпретацию, основанную на двухстадийном характере распада плазмы электроотрицательных газов [7–10]. Это можно проиллюстрировать на основе простой модели распада [7,8]. При рассматриваемых низких давлениях электрическое

поле соответствует бoльцмановскому распределению для электронов и отрицательных ионов [19]. На временах  $t \ll t_r = K_r^* N_n$ , когда рекомбинацией можно пренебречь,

$$dN_p/dt = -N_p/t_p, \quad (6)$$

распад положительных ионов происходит по обычному экспоненциальному закону

$$N_p(t) = N_{p0} \exp(-t/t_p), \quad (7)$$

где характерное время диффузии положительных ионов, полученное в предположении бoльцмановского распределения электронов и отрицательных ионов, имеет вид [19]

$$t_p = R^2 / (2D_p(2, 4)^2). \quad (8)$$

На первой стадии распада, когда отрицательные ионы заперты в объеме амбиполярным электрическим полем, их поток на стенки равен нулю (рис. 1) и их средняя концентрация не меняется со временем. Тогда из (7) следует, что в отсутствие плазмохимических процессов

$$N_e(t) = N_{p0} \exp(-t/t_p) - N_{n0} \quad (9)$$

и за время

$$t_0 = t_p \cdot \ln(N_{p0}/N_{e0}) \quad (10)$$

концентрация электронов резко уменьшается и в объеме остаются практически только положительные и отрицательные ионы, так что  $N_p \sim N_n > N_e$ . Электрический потенциал при этом резко меняется; он перестает удерживать отрицательные ионы внутри объема. Поэтому начало второй стадии сопровождается резким нарастанием тока отрицательных ионов на стенки (рис. 1). По нашему мнению, такое поведение сигнала на масс-спектрометр, представленное на рис. 1, однозначно свидетельствует о двухстадийном характере распада кислородной плазмы в [11].

Даже если допустить, как в [11–14], эффективное прилипание на первой стадии, то качественно картина обострения распада  $N_e$  только усилится и произойдет уменьшение характерного времени  $t_0$ , которое будет определяться прилипанием

$$t_{0a} \approx 1 / (K_a^{**} N^{**}). \quad (11)$$

Для условий работ [11–14], когда отлипание мало по сравнению с рекомбинацией, характерное время первой стадии определяется минимальным значением из (10, 11).

В процессе уменьшения  $N_e$  при достижении неравенства  $N_e b_e < N_p b_p + N_n b_n$  электроны мгновенно (в режиме свободной диффузии) уходят на стенки и в объеме остаются только положительные и отрицательные ионы  $N_p = N_n$ . Поэтому на второй стадии,  $t > t_0$ , распад плазмы определяется ион-ионной амбиполярной диффузией с характерным временем  $t_i$ :

$$N_p(t) = N_n(t) = N_p(t_0) \exp(-t/t_i). \quad (12)$$

Если на второй стадии доминирует ион-ионная рекомбинация ( $K_r N_p(t_0) > 1/t_i$ ), вместо экспоненциального изменения (12) будет иметь место гиперболический закон распада концентраций ионов

$$N_p(t) = N_n(t) = N_p(t_0)/(1 + K_r N_p(t_0)t). \quad (13)$$

Таким образом, включение ион-ионной рекомбинации и прилипания в рассмотренную выше схему распада принципиально не меняет основного вывода — обострения распада электронов на первой стадии и образования ион-ионной (безэлектронной) плазмы на второй стадии распада. По нашему мнению, результаты масс-спектрометрических измерений в [11] (рис. 1 данной статьи) однозначно свидетельствуют в пользу этого механизма. В активной фазе разряда (до момента  $t_d = 15$  ms) и на первой стадии распада поток отрицательных ионов на стенки отсутствует. Затем, спустя время  $t_0 = 30$   $\mu$ s после выключения разряда, поток  $\Gamma_n(t)$  резко возрастает и далее спадает с постоянной спада  $t_r = 60$   $\mu$ s, хорошо соответствующей зависимостям, представленным на рис. 2. Можно согласиться с мнением авторов [11–14], что в таких газах, как кислород, водород и т. п., имеющих энергетический порог прилипания с основного состояния молекул, эффективным каналом образования отрицательных ионов может являться беспороговое прилипание к высоковозбужденным молекулам. Применительно к водородной плазме подобная точка зрения была высказана еще в [21] и позднее более детально исследована в [22]. Мы считаем, однако, что скорость прилипания в раннем послесвечении в кислороде не возрастает настолько быстро, чтобы привести к резкому росту концентрации отрицательных ионов после выключения разряда.

Таким образом, в работе дано альтернативное объяснение наблюдаемому в [11–14] экспериментальным данным на основе двухстадийного характера распада плазмы электроотрицательных газов. Так как это явление является достаточно общим, то учет специфики диффузионной гибели заряженных частиц представляется совершенно необходимым и при анализе кинетики процессов в других электроотрицательных плазмах.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 98–02–17778 и № 98–02–16000 и Минобразования РФ № 97–0–5.3–33.

## Список литературы

- [1] Hopkins M.B., Bakal M., Graham W.G. // J. Appl. Phys. 1991. V. 70. P. 2009–2015.
- [2] Satukawa S., Ohtake H. // J. Vac. Sci. Technol. 1996. V. A14(6). P. 3049–3058.
- [3] Lieberman M.A., Ashida S. // Plasma Sources Sci. Technol. 1996. V. 5. P. 145–158.
- [4] Ahn T.H., Nakamura K., Sugai H. // Plasma Sources Sci. Technol. 1996. V. 5. P. 139–144.
- [5] Hebner G.A. // J. Vac. Sci. Technol. 1996. V. A14(4). P. 2158–2162.
- [6] Overzet L.J., Smith B.A., Kleber J., Kanakasabapathy K. // Jpn. J. Appl. Phys. 1997. V. 36. P. 2443–2449.
- [7] Гуцев С.А., Кудрявцев А.А., Романенко В.А. // ЖТФ. 1995. Т. 65. С. 77–85.
- [8] Кудрявцев А.А. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. Вып. 17. С. 11–14.
- [9] Цендин Л.Д. // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 12. С. 2318–2322.
- [10] Рожанский А.В., Цендин Л.Д. Столкновительный перенос в частично-ионизованной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1988. 248 с.
- [11] Mieno T., Kato T., Hayashi D. et al. // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 69(5). P. 617.
- [12] Hayashi D., Kadota K. // J. Appl. Phys. 1998. V. 83(2). P. 697.
- [13] Ishikawa T., Hayashi D., Sasaki K. et al. // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 72. P. 2391.
- [14] Hayashi D., Kadota K. // Jpn. J. Appl. Phys. 1999. V. 37. N 1A. P. 225–230.
- [15] Gousset G., Ferreira C.M., Pinheiro M. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1991. V. 24. P. 290–300.
- [16] Feoktistov V.A., Mukhovatova A.V., Popov A.M., Rakhimova T.V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 28. P. 1346–1353.
- [17] Lee C., Graves D.B., Lieberman M.A., Hess D.W. // J. Electrochem. Soc. 1994. V. 141. N 6. P. 1546–1555.

- [18] *Smith D., Dean A.G., Adams N.G.* // J. Phys. D.: Appl. Phys. 1974. V. 7. P. 1944–1962.
- [19] *Мессу Г.* Отрицательные ионы. М.: Мир, 1979. 754 с.
- [20] *Arslanbekov R.R., Kudryavtsev A.A.* // Phys. Rev. E. 1998. V. 58. N 6. P. 7785–7798.
- [21] *Кучинский В.В., Мишаков В.Г., Тиболов А.С., Шухтин А.М.* // Оптика и спектроскопия. 1975. Т. 34. № 6. С. 1043–1048.
- [22] *Baca M., Hamilton G.W.* // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. P. 1538–1541.