

RADIO-FREQUENCY CAPACITIVE DISCHARGE AND ITS APPLICATIONS

Yu. P. RAIZER

Physical fundamentals and the current mechanism of a radio-frequency (RF) capacitive discharge are considered as well as the application of RF-discharge for CO₂-lasers excitation and plasma processing. Nature of displacement current and its role in the real mechanism of the alternative current in the circuits, including insulators are discussed.

Рассматриваются физический процесс высокочастотного емкостного (ВЧЕ) разряда, механизм протекания ВЧ-тока, современные приложения ВЧЕ-разряда для возбуждения CO₂-лазеров и ионной обработки материалов, используемых в микроэлектронике. Попутно обсуждается вопрос о природе тока смещения и месте этого фундаментального понятия в реальном механизме протекания переменного тока через цепь, содержащую изоляторы.

© Райзэр Ю.П., 1999

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ЕМКОСТНОЙ РАЗРЯД И ЕГО ПРИЛОЖЕНИЯ

Ю. П. РАЙЗЕР

Московский физико-технический институт,
Долгопрудный Московской обл.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время проявляется большой интерес к высокочастотным емкостным (ВЧЕ) разрядам. Высокочастотным (в западной литературе радиочастотным) называют диапазон примерно от 1 до 100 МГц. Этот диапазон используется в радиовещании и для радиосвязи. Согласно международному соглашению, чтобы исключить радиопомехи, для мощных лабораторных и промышленных установок выделили несколько узких частотных интервалов. Чаще всего употребляется частота $f = 13,56$ МГц, которой соответствует длина волны $\lambda \approx 22$ м.

Для получения ВЧЕ-разряда переменное напряжение прикладывается к электродам, часто плоско-параллельным. Между ними зажигается разряд. Электроды либо помещают в разрядную камеру, наполненную нужным газом при нужном, не слишком высоком давлении, либо располагают снаружи камеры с диэлектрическими стенками. В отличие от постоянного для переменного тока присутствие диэлектрика в цепи не препятствует, переменный ток протекает через такое устройство и при отсутствии разряда. Система электродов в этом случае представляет собой конденсатор, потому такого типа разряд и называют емкостным. Альтернативой ему является индукционный разряд. В этом случае ток высокой частоты пропускают через катушку-соленоид. Внутри нее образуется переменное магнитное поле, которое индуцирует коаксиальное с витками вихревое электрическое поле, и это поле может поддерживать разряд. Электродинамика индукционных разрядов, как и основной круг приложений, несколько иная, и ее мы рассматривать не будем.

Две области важнейших приложений стимулировали интерес к ВЧЕ-разрядам. Это использование ВЧЕ-разрядов среднего давления ($p \sim 10-100$ торр, 1 торр = 1 мм рт. ст.) для создания активной среды (накачки) высокоэффективных, надежных и малогабаритных CO₂-лазеров и использование ВЧЕ-разрядов низкого давления ($p \sim 10^{-3}-1$ торр) для травления, нанесения тонких пленок, выращивания интегральных схем для целей микроэлектроники. В западной литературе все это обозначается емким термином "plasma processing".

Лазеры с ВЧ-накачкой имеют много ценных преимуществ по сравнению с лазерами, где используется тлеющий разряд постоянного тока, а ВЧ-метод намного превосходит любые другие методы травления и выращивания интегральных схем. Ниже мы остановимся на природе ВЧЕ-разряда, тех особенностях, которые делают его столь полезным для указанных приложений и на самих этих приложениях. Кроме того, в связи с рассмотрением механизма протекания ВЧ-тока через разряд обсудим с методической точки зрения фундаментальный для теории электричества вопрос о том, что такое ток смещения.

КОЛЕБАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ВЧ-ПОЛЕ

В любом разряде носителями электрического тока, как правило, служат свободные электроны. Тяжелые, малоподвижные ионы выступают в роли носителей тока только там, где плотность электронов в сотни раз меньше, чем плотность ионов. В осциллирующем электрическом поле $\vec{E} = \vec{E}_0 \sin \omega t$ ($\omega = 2\pi f$) электрон совершает колебания. Поскольку дело происходит в газе, электрон сталкивается с молекулами, резко меняя направление своего движения (рассеиваясь). В ВЧЕ-разрядах газ ионизирован обычно очень слабо, до степени 10^{-8} – 10^{-7} , поэтому столкновения электронов с ионами или другими электронами несущественны.

Обозначим v_m эффективную частоту столкновений электрона – число столкновений, которое электрон испытывает в 1 с. Эффективная частота процентов на 10 меньше фактической v_c из-за неравновероятности рассеяния на разные углы. При изотропном рассеянии v_m совпадает с v_c . Если столкновения настолько редки, что $v_m \ll \omega$, электрон колеблется так, как будто он находится не в газе, а в пустоте. В этом случае из уравнения движе-

ния $\vec{m}\ddot{V} = -e\vec{E}$ следует, что скорость электрона \vec{V} осциллирует с амплитудой $u = eE_0/(\omega)$, а согласно уравнению $\vec{r} = \vec{V}$, электрон смещается из положения равновесия с амплитудой $a = eE_0/(\omega^2)$. Осцилляции накладываются на поступательное (хаотическое) движение электрона. Частота столкновений пропорциональна плотности молекул газа N . Если газ холодный, как чаще всего и бывает в слабоионизированной разрядной плазме, его плотность можно характеризовать давлением, что гораздо удобнее. При $T = 293$ К давлению $p = 1$ торр соответствует $N = 3,3 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Для большинства газов с разбросом не более чем в два раза $v_m \approx 3 \cdot 10^9 p$ [торр] с⁻¹. Значит, при $f = 13,56$ МГц, $\omega = 0,85 \cdot 10^8$ с⁻¹, колебания электронов можно рассматривать как свободные (бесстолкновительные) только при $p \ll 3 \cdot 10^{-2}$ торр. При более высоких давлениях столкновения следует учитывать.

Если рассеяние изотропно, при каждом столкновении электрон полностью теряет свой направленный вдоль поля, приобретенный между двумя столкновениями импульс $m\vec{V}$. Можно отвлечься от поступательного движения, подразумевая под \vec{V} только колебательную составляющую скорости – ведь вектор средней хаотической скорости равен нулю. В 1 с электрон теряет импульс $m\vec{V}v_c$, а с учетом возможной неизотропности рассеяния $m\vec{V}v_m$ (именно из этих соображений и вводится эффективная величина $v_m = v_c(1 - \overline{\cos \theta})$, где $\overline{\cos \theta}$ – средний косинус угла рассеяния θ [1]). Теперь уравнение движения электрона

$$\vec{m}\ddot{V} = -e\vec{E} - m\vec{V}v_m, \quad \vec{E} = \vec{E}_0 \sin \omega t \quad (1)$$

содержит дополнительную, пропорциональную скорость силу трения, которое электрон испытывает со стороны среды. Решение этого уравнения имеет вид

$$V = -\frac{v_m e E_0}{m(\omega^2 + v_m^2)} \sin \omega t + \frac{\omega e E_0}{m(\omega^2 + v_m^2)} \cos \omega t. \quad (2)$$

При $v_m \ll \omega$ возвращаемся к уже рассмотренному выше случаю бесстолкновительных колебаний. В случае частых столкновений или низких частот $v_m \gg \omega$, когда $\vec{V} = -e\vec{E}(t)/(mv_m)$, скорость направленного движения электрона в каждый момент времени совпадает со скоростью движения в постоянном поле, равном мгновенному значению осциллирующего. Коэффициент пропорциональности $\mu_e = e/(mv_m)$ между $V = V_d$ и E называется подвижностью, а движение такого типа – дрейфовым. Дрейф в постоянном поле описывается тем же уравнением (1), но с $E = \text{const}$. Таким образом, в случае частых столкновений электрон совершает дрейфовые колебания. Они тоже накладываются на хаотическое поступательное движение. Амплитуда смещения при дрейфовых колебаниях следует из уравнения $\vec{r} = \vec{V}$:

$$A = \frac{V_d^0}{\omega} = \frac{\mu_e E_0}{\omega}, \quad V_d^0 = \mu_e E_0, \quad (3)$$

где V_d^0 – амплитуда скорости дрейфовых колебаний.

При средних и не очень низких давлениях электроны в ВЧ-поле обычно совершают именно дрейфовые колебания.

ПОДДЕРЖАНИЕ РАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ

Ускоряясь в электрическом поле, электрон приобретает от поля направленную скорость и кинетическую энергию. При столкновении скорость его резко меняется произвольным образом, в среднем вектор скорости обращается в нуль, и электрон

начинает как бы заново ускоряться в направлении действия поля. Приобретенная между столкновениями энергия направленного движения переходит в энергию хаотического.

В 1 с поле совершают над электроном работу $\langle -e\vec{E}\vec{V} \rangle$, в случае столкновительного дрейфового движения равную $e^2E^2/(mv_m)$. Здесь скобками $\langle \rangle$ обозначено усреднение за период, $E = E_0/\sqrt{2}$ – среднеквадратичное поле. К тому же при каждом эффективном столкновении электрон передает молекуле некоторую долю δ своей средней энергии $\bar{\varepsilon}$. Если столкновения упругие, как в одноатомном газе, в среднем $\delta = 2m/M$, где M – масса молекулы. В молекулярном газе электроны хорошо возбуждают колебания молекул и δ значительно больше: в азоте $\delta \approx 2,1 \cdot 10^{-3}$.

Приравнивая приобретение энергии электроном в 1 с и потери, получим уравнение

$$\frac{e^2E^2}{mv_m} = \delta\bar{\varepsilon}v_m, \quad (4)$$

которое определяет среднюю энергию электронов в поле $\bar{\varepsilon}$ (в силу того, что $\delta \ll 1$, энергия хаотического движения электрона $\bar{\varepsilon}$ гораздо больше энергии его колебаний, которая порядка $e^2E^2/(mv_m^2) \sim mV_d^0/2$). Вместо $\bar{\varepsilon}$ часто пользуются понятием электронной температуры T_e , которую вводят свойственным максвелловскому распределению по скоростям равенством $\bar{\varepsilon} = (3/2)kT_e$. Из уравнения (4), где $v_m \sim p$ видно, что $\bar{\varepsilon}$ или T_e являются функциями отношения E/p . Такой же закон подобия справедлив и для скорости дрейфа: если считать v_m не зависящей от $\bar{\varepsilon}$, то $V_d \sim E/p$.

Электронная температура в слабоионизированной разрядной плазме, а следовательно, и отношение E/p , которое требуется для стационарного поддержания плазмы, определяются условием компенсации рождения электронов и их потерь. Рождаются электроны в результате ионизации молекул ударами достаточно энергичных для того электронов, количество которых резко зависит от T_e . При максвелловском распределении оно пропорционально $\exp(-I/(kT_e))$, где $I \gg kT_e$ – потенциал ионизации. Гибнут электроны в результате рекомбинации, прилипания к молекулам, обладающим сродством к электрону (например, O_2), диффузии к стенкам. Скорости любых потерь зависят от T_e не так сильно, как скорость ионизации, поэтому стационарной плазме соответствуют более или менее определенные величины T_e и E/p . В молекулярных газах, скажем в лазерной смеси $CO_2 + N_2 + He$, применяемой в CO_2 -лазерах, $T_e \approx 1 \text{ эВ} = 11600 \text{ К}$, а $E/p \approx 6-8 \text{ В/(см} \cdot \text{торр)}$. Таким значениям соответ-

ствует амплитуда скорости дрейфа $V_d^0 \approx 4 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ и амплитуда дрейфовых колебаний $A \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ на частоте 13,56 МГц.

ПРИЭЛЕКТРОДНЫЕ СЛОИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА И ПОСТОЯННЫЙ ПОТЕНЦИАЛ ВЧ-ПЛАЗМЫ

Рассмотрим газовый промежуток с расстоянием L между плоскими электродами площади S . Пусть к ним приложено напряжение $V = V_0 \sin \omega t$. Пока напряжение недостаточно для пробоя газа, через этот конденсатор с емкостью $C = S/(4\pi L)$ течет ток $i = -\omega C V_0 \cos \omega t$. При каком-то достаточно высоком напряжении в газе происходит пробой и зажигается ВЧЕ-разряд. В плазме устанавливается поле, нужное для ее поддержания (примерно с таким E/p , о котором говорилось в конце предыдущего раздела). В этом поле электроны совершают колебания, дрейфовые, если давление не слишком низкое.

В процессе колебаний электроны, рожденные вблизи электродов, ударяются о них и навсегда уходят в металл. Если электроды покрыты диэлектриками, электроны также навсегда к ним прилипают. Электроны покидают газ из слоев с толщиной порядка амплитуды их колебаний A так, чтобы границы колеблющейся плазмы потом лишь едва касались твердых поверхностей. Ионы практически все остаются, их приближенно можно считать неподвижными. В установившемся разряде электронный газ и плазма качаются из стороны в сторону, попеременно заливая ионы около электродов, подобно тому, как прибрежная волна то заливает, то

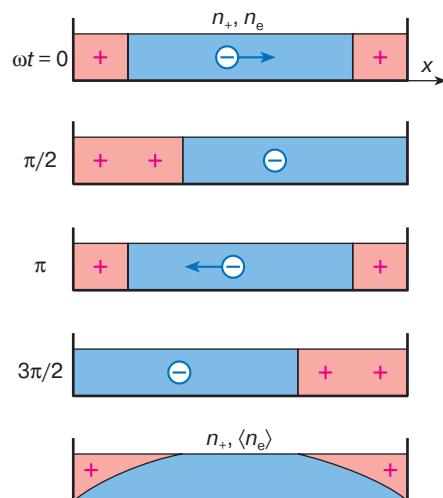


Рис. 1. Схема качаний электронного газа в промежутке между плоскопараллельными электродами. Показаны распределения плотностей электронов n_e и ионов n_+ (в предположении $n_+(x) = \text{const}$) через каждые четверть периода, а также направления скорости электронов. Внизу – средние за период распределения

обнажает дно у берега (рис. 1). Распределения поля и потенциала в слоях на рис. 2 построены с помощью уравнений электростатики

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi e(n_+ - n_e), \quad E = -\frac{d\phi}{dx} \quad (5)$$

в предположениях, что $n_+ = \text{const}$, в слоях $n_e = 0$, а в плазме $n_+ = n_e$. Например, в момент $t = 0$ ионы, как всегда, равномерно заполняют весь промежуток, а электроны и плазма заполняют его среднюю часть и около электродов имеются одинаковые положительно заряженные слои толщины A . Через четверть периода, при $\omega t = \pi/2$, электроны и плазма сдвинулись до конца вправо и у левого электрода обнажился ионный слой толщины $2A$.

Поскольку в газовом промежутке появляется нескомпенсированный положительный заряд, электронейтральная плазма обладает неким постоянным положительным потенциалом \bar{V} по отношению к

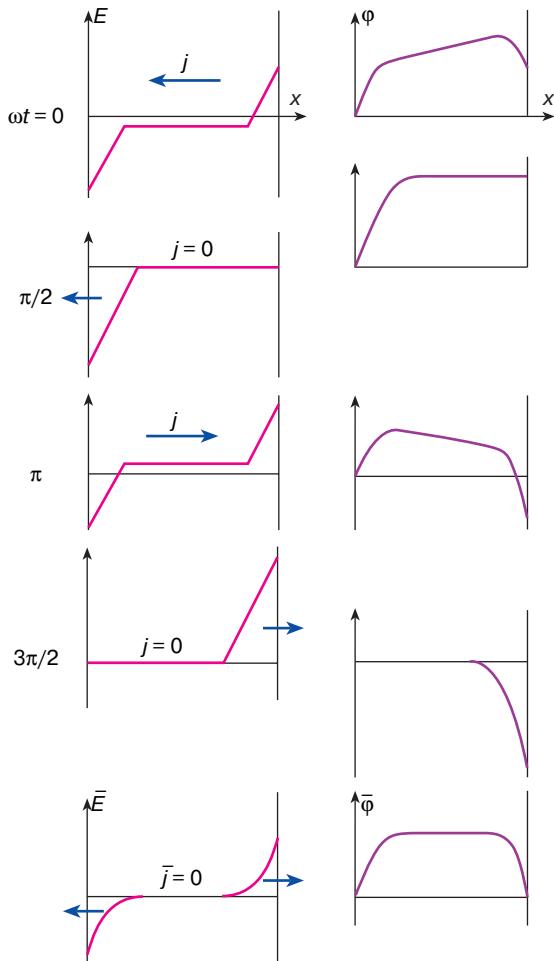


Рис. 2. Распределения поля и потенциала по длине промежутка, соответствующие рис. 1. Внизу – распределения, средние за период

электродам. Он равен среднему за период потенциальному плазмы (потенциалы электродов в среднем равны нулю). Это замечательное свойство ВЧЕ-разряда лежит в основе всех его приложений для ионной обработки материалов. Ионы, вылетающие из плазмы, вследствие всегда существующего теплового движения ускоряются в постоянном среднем поле, которое порядка $\bar{E} \sim \bar{V}/A$, и бомбардируют положенную на один из электродов мишень. Чтобы ионы летели строго перпендикулярно к поверхности, что крайне желательно для прецизионной технологии, давления делают низкими, чтобы исключить по возможности рассеивающие столкновения ионов с молекулами. В этом случае и энергетический спектр ионов менее размыт, так как энергия большинства ионов соответствует пройденной разности потенциалов \bar{V} .

По порядку величины в плазме ВЧЕ-разрядов описанного типа $n_e \approx n_+ \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$, толщины приэлектродных слоев $d \sim 0,1\text{--}1 \text{ см}$, применяют $L \sim 1\text{--}10 \text{ см}$; $\bar{V} \sim 100 \text{ В}$, \bar{E} в слоях выше, чем среднеквадратичное поле в плазме, плотность разрядного тока $j \sim 5\text{--}10 \text{ мА/см}^2$, слои практически непроводящие. В приэлектродных слоях, где электроны отсутствуют, не происходит и ионизации. Источники электронов сосредоточены в плазме, в основном ближе к слоям. Оговорка “описанного типа” сделана не случайно. Дело в том, что при некоторых достаточно больших значениях тока и напряжения ВЧЕ-разряд самопроизвольно и скачком переходит в другую, так называемую γ -форму; описанная называется α -формой. В γ -разряде приэлектродные слои на порядок тоньше, плотность тока на порядок больше, слои обладают заметной ионной проводимостью. Ситуация в обоих слоях в среднем за период очень похожа на то, что происходит в катодном слое тлеющего разряда постоянного тока. Процесс $\alpha\text{--}\gamma$ -перехода эквивалентен пробою слоев α -разряда. Поскольку и в лазерах, и для обработки материалов γ -разряд применяется реже, рассматривать его не будем, хотя к нему тоже проявляется немалый интерес (см. [1, 2]).

МЕХАНИЗМ ПРОТЕКАНИЯ ВЧ-ТОКА. ЧТО ТАКОЕ ТОК СМЕЩЕНИЯ

При отсутствии разряда через промежуток между электродами, как говорят, идет ток смещения. В начале предыдущего раздела сила этого тока была выражена привычной электротехнической формулой через емкость. От нее легко перейти к исходному фундаментальному выражению для плотности тока смещения

$$j_c = \frac{i}{S} = \frac{\omega V_0}{4\pi L} \cos \omega t = \frac{\omega E_0}{4\pi} \cos \omega t = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (6)$$

где $E = V/L$ – переменное поле в газовом конденсаторе, у которого диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 1$. Плазму разряда часто можно рассматривать

как хороший проводник. Тогда через нее в основном течет ток проводимости с плотностью $j_{np} = \sigma E_p$, где E_p – поле в плазме, σ – ее проводимость; при $\omega \ll v_m$ $\sigma = en_e\mu_e = e^2 n_e / (mv_m)$, как для постоянного тока. Плазма отделена от электродов непроводящими слоями, и, следовательно, через них текут токи смещения, которыми ток из плазмы замыкается на электроды. Приэлектродные слои представляют собой переменные емкости, включенные в цепь последовательно с омическим сопротивлением плазмы. Эквивалентная емкость двух слоев в предположении $n_+ = \text{const}$ постоянна. Действительно, как видно даже из рис. 1, суммарная толщина двух слоев, которой определяется эквивалентная емкость, постоянна в силу неизменности суммарного заряда слоев. Итак, через плазму идет ток проводимости. С этим все ясно – заряд переносится электронами, в проводах внешней цепи то же самое. Но через слои идет ток смещения, хотя никакого тока там нет вообще. Какой же конкретный физический механизм кроется за этими словами?

В 60-х годах прошлого столетия, формулируя систему уравнений для описания электромагнитных явлений, Дж.К. Максвелл столкнулся с тем, что уравнение для магнитного поля постоянного тока и уравнение сохранения электрических зарядов (уравнение непрерывности) несовместимы, если поля переменные. Чтобы устранить противоречие, Максвелл, не имея на то никаких экспериментальных указаний, постулировал, что магнитное поле порождается не только движением зарядов, но и изменением электрического поля, подобно тому как электрическое поле порождается не только зарядами, но и изменением магнитного поля. Величину $(1/4\pi)\partial\vec{D}/\partial t$, где $\vec{D} = \epsilon\vec{E}$ – электрическая индукция, которую он добавил к плотности тока проводимости \vec{j} , Максвелл назвал током смещения. У электромагнитной индукции появился магнито-электрический аналог, а уравнения поля обрели замечательную симметрию. Так, чисто умозрительно был открыт один из фундаментнейших законов природы, следствием которого является существование электромагнитных волн.

Но величина, именуемая током смещения, фигурирует в теории электричества и вне всякой связи с магнитными явлениями. Из чисто электрических уравнений

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j} = 0, \quad \operatorname{div} \vec{D} = 4\pi\rho, \quad (7)$$

где ρ – плотность зарядов, вытекает, что

$$\operatorname{div} \left(\vec{j} + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) = 0. \quad (8)$$

Вектор, стоящий в (8) под знаком дивергенции, обладает всеми свойствами, которые присущи плот-

ности постоянного тока, подчиняющейся уравнению $\operatorname{div} \vec{j} = 0$. Вектор не имеет источников, линия тока его замкнутая, даже если цепь содержит непроводящие участки, произведение абсолютной величины вектора на площадь сечения токовой трубы в любой момент времени постоянно вдоль всей цепи. Вектор, следовательно, можно интерпретировать как плотность полного тока (проводимости плюс смещения), который подчиняется закону сохранения. Однако эта интерпретация отчасти условна. Электрическая индукция $\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P}$ имеет две составляющие: поле \vec{E} и пропорциональную вектору поляризации \vec{P} . Из двух составляющих тока смещения ток поляризации $\partial\vec{P}/\partial t$ и в самом деле ток, ибо связан со смещением зарядов, но величина $(1/4\pi)\partial\vec{E}/\partial t$, которую можно назвать чистым током смещения, током (в смысле потоком чего-то) не является, она может существовать и в вакууме. Если отвлечься от ее подлинно физического назначения быть источником вихрей магнитного поля, никакой иной физической реальности она не отражает.

Но, рассматривая протекание тока в квазипотенциальном для ВЧ-диапазона поле, порождаемом преимущественно зарядами, мы вообще не знаем о существовании магнитного поля. Имея дело с газообразными проводниками, часто вообще можно пренебречь током поляризации, считая, что $\epsilon \approx 1$ ($\vec{P} = (\epsilon - 1)\vec{E}/4\pi$). Стало быть, оперируя чистым током смещения, как в случае с газовым конденсатором или приэлектродными слоями ВЧ-разряда, где $\epsilon = 1$, мы пользуемся понятием, лишенным физического содержания? Выходит что так. И конкретный механизм протекания тока через ВЧЕ-разряд исчерпывающим образом расшифровывается в терминах движения зарядов и электростатики без привлечения символического тока смещения. Исключительно полезная роль последнего связана с тем, что трактовка (8) как закона сохранения полного тока чрезвычайно упрощает расчеты и позволяет представить все в удобной и изящной форме. Именно потому понятие тока смещения так широко внедрилось в электротехнику и радиотехнику. Но, как мы сейчас увидим, все легко объясняется и без него.

Будем считать плазму идеальным проводником, без чего вполне можно и обойтись, только выкладки будут длиннее [1]. В рамках модели рис. 1, 2 и со сделанным упрощением запишем поле в левом слое (с помощью (5)) и разрядный ток в плазме j :

$$\begin{aligned} E(x, t) &= E_{el}(t) + 4\pi e n_+ x, & E_{el} &= -4\pi e n_+ d(t), \\ d(t) &= A(1 + \sin \omega t), & A &= \mu_e E_p^0 / \omega, \\ j &= -en_e \mu_e E_p^0 \cos \omega t = -en_e \dot{d}, & n_e &= n_+. \end{aligned}$$

Здесь E_{el} – поле у левого электрода, d – толщина левого слоя, E_{p}^0 – амплитуда поля в плазме ($E_{\text{p}}^0 \ll \bar{E}_{\text{el}}$).

Кроме того, $E_{\text{el}} = 4\pi q$, где q – плотность поверхностного заряда на электроде, и ток во внешней цепи $i = S\dot{q}$, где S – площадь сечения разряда. Как легко проверить с помощью выписанных равенств, ток во внешней цепи совпадает с током в плазме (и, разумеется, с “током смещения” в слое), но, что показательно, знак равенства между физическими первым током и вторым поставлен без участия третьего, условного “тока смещения” в слое. Реально происходит следующее. Например, в первой четверти периода (рис. 1, 2) плазма сдвигается направо, ток из плазмы течет налево и нагнетает в расширяющийся левый слой положительный заряд. Последний притягивает на левый электрод компенсирующий его отрицательный заряд. От этого по внешней цепи идет такой же ток от левого электрода к правому, с которого этот заряд снимается. Нарастание абсолютной величины отрицательного поля в слое, что трактуется как ток смещения, есть просто результат нарастания по величине зарядов в слое и на электроде.

СО₂-ЛАЗЕРЫ С ВЧ-ВОЗБУЖДЕНИЕМ И ИОННАЯ ОБРАБОТКА МАТЕРИАЛОВ

В статье [3], опубликованной ранее, разъяснены общие принципы работы электроразрядных СО₂-лазеров и рассмотрены СО₂-лазеры с возбуждением тлеющим разрядом постоянного тока. Не имея возможности повторяться, отсылаем к [3] за обоснованиями некоторых декларируемых ниже положений.

Электроразрядные СО₂-лазеры получили самое широкое распространение и применяются для лазерной резки, сварки, сверления, маркировки, упрочнения деталей. Одно из главнейших условий для функционирования СО₂-лазера – быстрый вывод тепла из разрядной камеры. Безотносительно к виду разряда, применяемого для накачки активной среды, существуют два класса лазеров: с диффузионным охлаждением (отводом тепла в стенки теплопроводностью) и быстропроточными на замкнутом цикле. Первые неизмеримо проще технически, надежнее и экономичнее. Но, используя, как обычно, тлеющий разряд постоянного тока, наращивать мощность излучения P можно только увеличением длины разрядных труб, что реально ставит предел $P \sim 1$ кВт, если не выходить за разумные габариты, скажем 2 м. Самое лучшее было бы вместо трубы использовать в качестве разрядной камеры плоскую щель – объем между двумя более или менее широкими и достаточно длинными полосами. Тогда тепло отводится в материал полос практически так же, как и в стенки круглой трубы, но активный объем лазера можно наращивать не только за счет длины трубы или полосы, но и за счет ширины последней. Здесь возникает трудность: из-за неустойчивости разряда постоянного тока практически невозможно

заполнить большой щелевой объем при повышенном давлении газа, которому пропорциональна мощность. Кроме того, при естественном стремлении использовать поперечный разряд (электроды на полосах) лишь небольшая доля напряжения приходится на плазму. Большая часть мощности бесполезно выделяется в катодном слое, который непригоден для накачки лазеров.

ВЧЕ-разряд α -типа предоставляет идеальную возможность для создания простых, компактных и эффективных щелевых лазеров. ВЧЕ-разрядом, приложенным к полосковым электродам, расположенным внутри или вне камеры (что еще удобнее), можно просто заполнить щелевой объем. В непроводящих приэлектродных слоях, которые выполняют благоприятную роль балластных сопротивлений, нет потерь мощности из-за реактивного характера этих сопротивлений, в цепь можно включать и дополнительные реактивные сопротивления. Отсюда понятно, почему невыгоден γ -разряд: в нем слои обладают активным сопротивлением. ВЧЕ-разряд успешно используется и для создания быстропроточных лазеров и с коротким широким плоским каналом, как в системах с постоянным током, и трубчатых с внешними электродами, прилегающими с двух сторон вдоль всей трубы (рис. 3, 4). На этих путях достигнуты большие успехи и созданы небольшие щелевые лазеры с $P \approx 1$ кВт и быстропроточные – с мощностью несколько киловатт (погоднее см. [2]).

Теперь кратко об ионной технологии. На рис. 5 показана упрощенная схема установки для травления мишени потоком ионов, получаемых с помощью ВЧЕ-разряда. ВЧ-напряжение целесообразно подавать на малый нижний, горизонтально расположенный электрод, на который кладут обрабатывающую мишень. В асимметричной системе постоянный потенциал плазмы относительно малого электрода

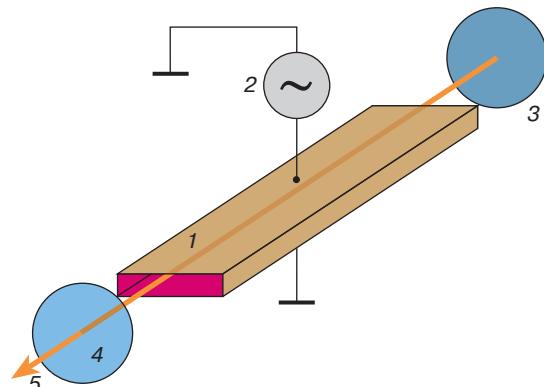


Рис. 3. Схема щелевого СО₂-лазера с ВЧ-возбуждением: 1 – полосковые электроды, 2 – ВЧ-генератор, 3 – глухое зеркало, 4 – полупрозрачное зеркало, 5 – лазерный луч

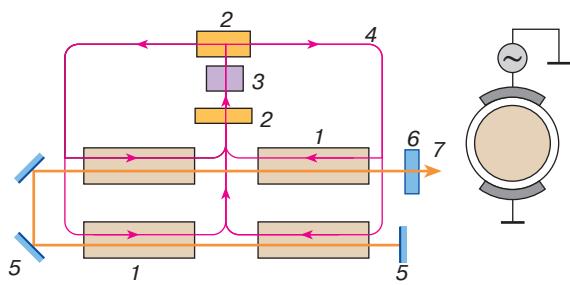


Рис. 4. Принципиальная схема трубчатого многоканального CO_2 -лазера с ВЧ-возбуждением и быстрой аксиальной прокачкой газа: 1 – разрядные трубы, 2 – теплообменники, 3 – прокачное устройство, 4 – газовый поток, 5 – глухое и поворотное зеркала, 6 – выходное зеркало, 7 – лазерный луч. Справа – сечение разрядной трубы с внешними электродами

получается более высоким, чем относительно большого, и это позволяет получить более энергичные ионы. Типичные параметры ВЧ-реактора: рабочий газ – аргон, $p \sim 5 \cdot 10^{-3} - 10^{-1}$ торр, межэлектродное расстояние 4–8 см, ВЧ-напряжение 1–5 кВ, $f = 1,76 - 13,56$ МГц, радиус малого электрода 1–5 см, скорость травления $10^{-8} - 10^{-7}$ см/с. Краткий очерк технологического процесса получения элементов электронных схем для микроэлектроники с помощью травления в ВЧ-реакторе можно найти в [2] (там же и подробности о ВЧ-разрядах низкого давления).

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. 2-е изд. М.: Наука, 1991.
2. Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н., Яценко Н.А. Высокочастотный емкостной разряд: Физика. Техника эксперимента. Приложения. М.: Наука, 1995.

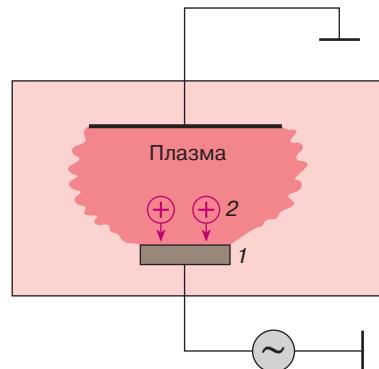


Рис. 5. Принципиальная схема ВЧ-реактора для травления мишени 1 потоком ионов 2

3. Райзер Ю.П. Мощные электроразрядные лазеры на углекислом газе // Соросовский Образовательный Журнал. 1997. № 8. С. 99–104.

* * *

Юрий Петрович Райзер, доктор физико-математических наук, профессор Московского физико-технического института, зав. лабораторией Института проблем механики РАН, академик Российской академии естественных наук, лауреат Ленинской премии и Международной премии Пеннинга по физике ионизованных газов. Область научных интересов – физическая газодинамика, газовые разряды, взаимодействие лазерного излучения с плазмой. Автор более 170 статей, пяти монографий и трех изобретений.