

УДК 537.533

## ИССЛЕДОВАНИЕ СТЕКАНИЯ ЗАРЯДА С ПОВЕРХНОСТИ ДИЭЛЕКТРИКА ПРИ ОБРАБОТКЕ ЭЛЕКТРОННЫМ ЛУЧОМ

*А. М. Филачев*

Государственное унитарное предприятие «НПО "Орион"», Москва, Россия

*Б. И. Фукс*

Институт радиоэлектроники РАН, Москва, Россия

*Д. Э. Гринфельд*

Государственное предприятие "НИИ электронной и ионной оптики", Москва, Россия

*Рассмотрены физические процессы, имеющие место при электронно-лучевой обработке поверхности диэлектрических материалов. В частности, экспериментально исследованы механизмы стекания внесенного лучом электрического заряда. Обнаружено, что обработка поверхности ряда стекол сопровождается аномально высокой электронной эмиссией, которая приводит к быстрому исчезновению внесенного заряда. Данный эффект не может быть обусловлен вторичной эмиссией электронов.*

Обработка поверхности твердых тел пучком электронов является важным разделом электронно-лучевой технологии. При воздействии пучка ускоренных электронов на вещество большая мощность может быть сконцентрирована на малом участке поверхности, что позволяет проводить ее точечную термическую обработку. Одним из видов такой обработки является электронно-лучевая гравировка [1]. Она заключается в нанесении на поверхность рисунка, состоящего из отдельных точек, расположенных на расстоянии порядка 100 мк друг от друга [1, 2]. Каждая такая точка формируется электронным лучом, сфокусированным на поверхности материала в области размером 50—100 мкм. Длительность воздействия составляет 10—50 мкс. Ток пучка электронов, ускоренных до энергии порядка 50 кэВ, составляет до 10 мА. Глубина проникновения электронов при этих условиях составляет около 20 мкм. Попадая в вещество электроны теряют свою энергию, что приводит к сильному локальному разогреву, плавлению вещества и его последующему испарению на некоторой глубине под поверхностью материала. Этот процесс сопровождается взрывообразным выбросом паров и расплава, и образованием микрократера, составляющего элементарную точку рисунка.

Однако, воздействие электронного луча приводит не только к сильному локальному разогреву вещества, но и внесению в него существенного электрического заряда. При обработке проводящих материалов это обстоятельство неважно, поскольку заряд быстро покидает область обработки под действием собственного электрического поля. Если же сопротивление вещества велико, то это приводит к накоплению в обрабатываемой области заряда, способного своим полем отклонять электронный луч и ухудшать его фокусировку. Это явление сильно осложняет обработку поверхности. При этом наносимый рисунок искажается, а на некоторых его участках точки совсем отсутствуют, так как поле накопленного на поверхности электрического заряда замедляет электроны и расфокусирует падающий пучок настолько, что его термическое воздействие оказывается недостаточным для образования микрократера. Поэтому важным является исследование процессов, сопровождающих внесение электрического заряда в диэлектрические образцы. В нашем случае исследуемые стекла имели удельное сопротивление  $\rho \approx 10^{12}$  Ом·см. Время диэлектрической релаксации при этом составляет  $\tau_r = \epsilon \rho / 4\pi \approx 0,3$  с (диэлектрическая проницаемость стекла  $\epsilon \sim 4$ ). Таким образом, проводимость стекла слишком мала, чтобы внесенный заряд мог покинуть

область обработки за время создания кратера  $\sim 10^{-5}$  с. При рассмотрении происходящих при этом процессов ею можно пренебречь, а решающую роль играют другие механизмы релаксации заряда.

Величина вносимого в стекло заряда весьма велика. При приведенных силе тока луча и длительности импульса в материал вводится порядка  $10^{11}$  электронов, что соответствует заряду  $Q_0 \approx 10^{-8}$  Кл. Создаваемое этим зарядом поле настолько велико, что приводит к электрическому пробое стекла [2]. При этом заряд растекается на такое расстояние, чтобы создаваемое им поле не превышало пробойного значения. Принимая для последнего характерную для стекол величину  $E_b \approx 2 \cdot 10^5$  В/см, при диэлектрической проницаемости  $\epsilon \approx 4$  получаем, что такой заряд должен растечься на расстояние порядка

$$r_s \approx \sqrt{\frac{2}{1 + \epsilon} \frac{Q_0}{E_b}} \approx 1,5 \text{ мм}$$

задолго до образования микрократера, и не будет удален при выбросе вещества.

Заряд  $10^{-8}$  Кл, сосредоточенный в сфере радиуса 1,5 мм, приведет к смещению потенциала поверхности порядка 30 кВ. Это означает, что пучок ( $U_0 \sim 50$  кВ) будет сильно тормозиться и расфокусироваться, и получить качественное изображение будет невозможно. Кроме того, если время между созданием двух соседних точек меньше времени диэлектрической релаксации (что на практике имеет место), то на электронный луч будет оказывать воздействие поле заряда, внесенного при создании множества соседних точек.

Приведенная оценка относится к случаю, когда весь внесенный пучком заряд остается в веществе. В действительности это не так. Существуют механизмы, по которым он может покидать вещество, даже если его удельное сопротивление велико. Прежде всего отметим, что очевидным механизмом, уменьшающим величину накопленного заряда, является вторичная электронная эмиссия. Коэффициент вторичной эмиссии зависит от энергии падающих электронов. При ускоряющем напряжении 50 кВ он не превышает нескольких процентов [3]. Поэтому вторичная эмиссия не может предотвратить накопление заряда в диэлектрике.

Для измерения заряда, внесенного в диэлектрик, использовалась следующая методика. Изучаемый образец, представляющий из себя стеклянную пластину толщиной от 1,5 до 6 мм, помещался на металлический стол, заземленный через нагрузочное сопротивление  $\sim 1$  кОм (рис. 1). При воздействии электронно-лучевого импульса на поверхность стекла через это сопротивление протекает ток. Поскольку заряд, накопленный в диэлектрике, практически равен заряду изображения, индуцированному на поверхности стола, этот ток равен его производной по времени. Напряжение на нагрузочном сопротивлении измерялось с помощью аналого-цифрового преобразователя, подключенного к ЭВМ. Если электронный луч падал непосредственно на металлический стол, мы получали форму электронного импульса, изображенную на рис. 2.

В случае облучения стеклянных пластин наблюдалось совершенно иное поведение тока (рис. 3). Для некоторых сортов стекол наблюдалось постоянное значение тока через нагрузочный резистор вплоть до некоторого момента  $t_1$ . Это соответствует непрерывной зарядке поверхности стекла падающим электронным лучом. После момента  $t_1$ , соответствующего образованию микрократера, ток перестает быть регулярным и в среднем положителен, т.е. величина накопленного заряда падает. Это может быть объяснено следующим образом. При интенсивном испарении вещества концентрация его паров над областью микрократера весьма высока. Падающие электроны пучка ионизируют их, создавая над кратером плазму, легко поляризуемую электрическим полем внесенного заряда. При этом электроны быстро покидают область обработки, а положительные ионы возвращаются обратно на поверхность стекла, уменьшая ее заряд [4].

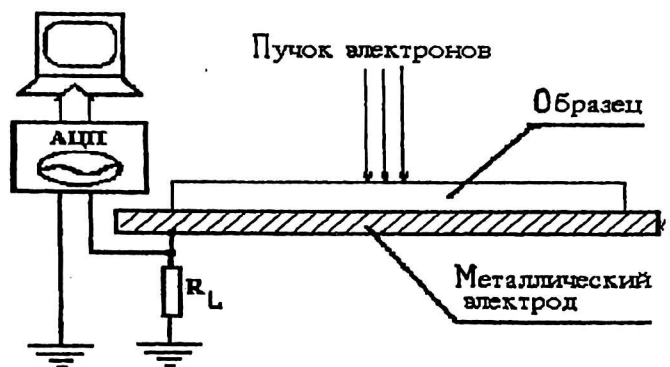


Рис. 1. Схема измерения скорости изменения внесенного электрического заряда

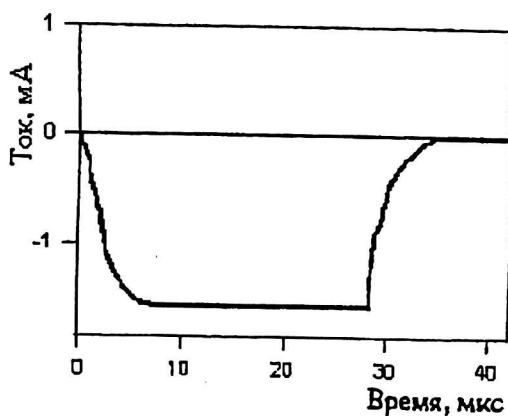


Рис. 2. Форма электронного импульса

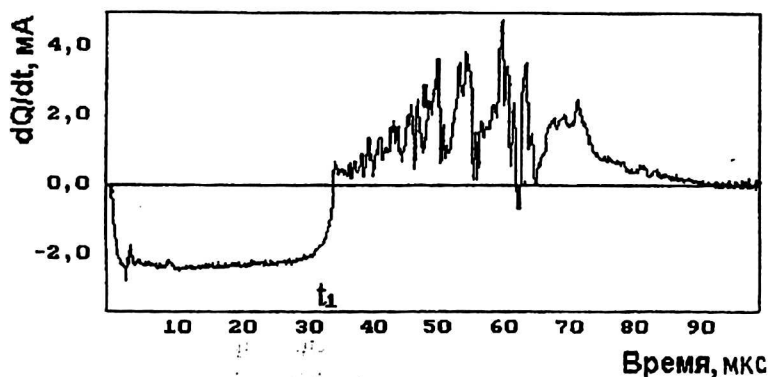


Рис. 3. Зависимость скорости накопления заряда от времени воздействия электронного луча для образца из стекла, на котором наблюдается сильное искажение рисунка при гравировке

Оценим величину этого эффекта. Для испарения одной молекулы требуется энергия  $W_{исп}$ , равная по порядку величины  $3kT_{исп}$ , где температура испарения  $\sim 2500$  К. Каждый электрон пучка передает веществу энергию  $eU_0$ , где  $U_0$  — ускоряющее напряжение ( $\sim 50$  кВ), что приводит к испарению  $eU_0/W_{исп} \approx 10^5$  молекул. При токе

пучка  $J_0 = 1$  мА, скорость испарения вещества  $N_{\text{исп}} = jU_0/W_{\text{исп}} \approx 10^{21}$  молекул в секунду. Скорость же истечения паров в вакуум зависит от концентрации  $n$  пара над кратером и может быть оценена как  $N_2 \approx n v_t \pi r_b^2$ , где  $r_b \sim 50$  мк — радиус пучка (и созданного им кратера), а тепловая скорость  $v_t$  может быть оценена как  $v_t = \frac{3kT_{\text{исп}}}{M} \approx 10^5$  см/с (для молекулы  $\text{SiO}_2$  с массой  $M = 60$  а.е.). Если пространство над кратером в единицу времени покидает такое же число молекул, какое испаряется с поверхности, то есть  $N_1 = N_2$ , для концентрации пара над кратером имеем  $n \approx 10^{20}$  см $^{-3}$ . Облако пара имеет высоту также порядка  $r_b$ . Пролетая сквозь него, электрон совершает порядка  $m = n r_b \sigma$  актов ионизации, где полное сечение ионизации  $\sigma$  при ускоряющем напряжении  $U_0 > 1$  кВ можно оценить по формуле  $\sigma \approx 10^{-16}$  см $^2 \cdot \frac{1 \text{ кВ}}{U_0}$  [5].

При наших условиях  $\sigma \approx 10^{-18}$  см $^2$ , что дает  $m \sim 1$ .

При такой грубой оценке не учтено, что электроны пучка несколько замедляются полем внесенного заряда, что приводит к росту сечения ионизации. Кроме того, существенный вклад в ионизацию пара могут давать вторичные электроны с энергией, превышающей порог ионизации (10—20 эВ). Их число невелико, но сечение ионизации может на два порядка превосходить соответствующую величину для быстрых первичных электронов. Очевидно, что если коэффициент  $m$  превышает единицу, то при продолжении облучения материала после образования кратера накопленный заряд уменьшается.

В нашем случае коэффициент  $m$ , по-видимому, не на много превосходит единицу, и для нейтрализации внесенного заряда требуется время того же порядка, что и для его накопления. Если же облучение прекращалось сразу после момента  $t_1$ , отрицательный заряд оставался в образце. При этом наблюдалось очень сильное искажение рисунка.

Описанный эффект может противодействовать накоплению суммарного заряда, вносимого при последовательном нанесении множества точек на поверхность. Но при создании каждой отдельной точки рисунка траектории электронов все же будут отклоняться полем заряда, вносимого непосредственно при нанесении данной точки.

Вместе с тем, для ряда веществ наблюдается интенсивная потеря заряда задолго до образования кратера. Аналогичные измерения по описанной выше методике дали для другого образца качественно иной результат. График зависимости скорости накопления заряда от времени для этого случая представлен на рис. 4. Из него видно, что изменение заряда в процессе зарядки стекол может быть разделено на несколько стадий, существенно отличающихся друг от друга. От момента начала импульса и до момента времени  $t_1$  имеет место постепенное накопление заряда в диэлектрике. После момента  $t_1$  ток резко меняет знак и начинает осциллировать. При этом происходит попеременное убывание и возрастание заряда, накопленного в стекле. Эксперименты показали, что частота этих осцилляций пропорциональна величине тока электронного луча (рис. 5, вставка на рис. 4). Их амплитуда от тока не зависит, т. е. потеря заряда с образца происходит в тот момент, когда его величина превышает некоторое значение. В момент времени  $t_2$  осцилляции прекращаются. Далее происходят процессы плавления и испарения стекла и последующего выброса расплавленной массы. В отличие от первого случая преобладающего процесса уменьшения заряда здесь не наблюдается, поскольку практически весь внесенный пучком заряд покидает образец уже на второй стадии в моменты положительных пиков тока.

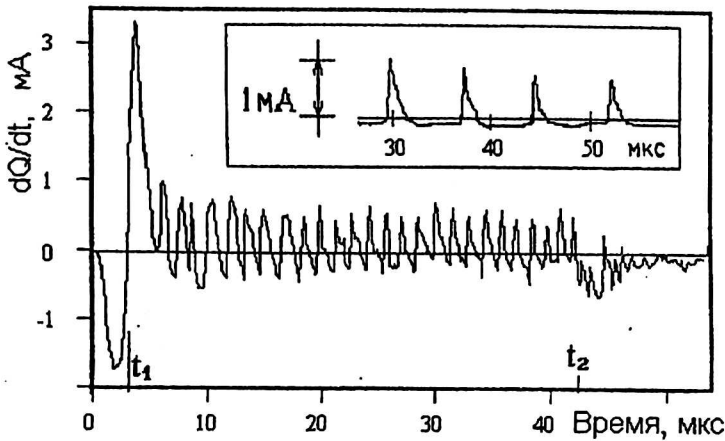


Рис. 4. Скорость изменения внесенного заряда при токе пучка 2 мА для образца стекла, на котором искажения рисунка не наблюдались. (На вставке — осцилляции при токе пучка 0,3 мА)

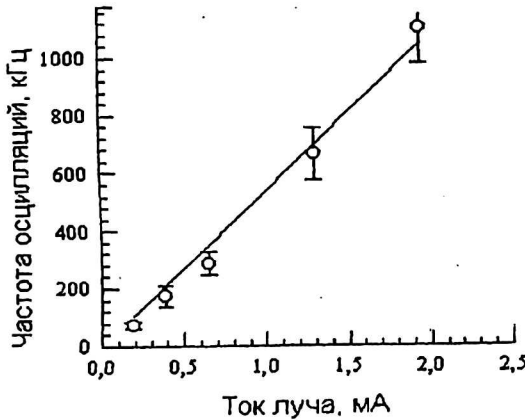


Рис. 5. Зависимость частоты осцилляций тока эмиссии от величины тока электронного пучка

Для достижения лучшего понимания происходящих процессов также проводились измерения заряда при облучении тех же стеклянных пластин расфокусированным электронным лучом, когда радиус облучаемой области составлял 2—10 мм. При малых радиусах наблюдалась картина аналогичная случаю сфокусированного пучка (рис. 6, а). По мере увеличения радиуса падающего луча увеличивается время между пиками. Наконец, при достижении некоторого критического радиуса осцилляции прекращались. Пример такой зависимости изображен на рис. 6, б. Для данного образца критический радиус составлял  $r_c \sim 6-7$  мм и при изменении тока пучка от 0,2 до 1 мА не изменялся в пределах статистического разброса.

Видно, что кривая изменения заряда в случае широкого ( $r_b > r_c$ ) луча очень сильно отличается от той, что имеет место для случая сфокусированного электронного луча. Здесь радиус облучаемой поверхности был выбран  $\sim 1$  см, что существенно превышало толщину исследуемой пластины (3 мм). Из рис. 6, б нетрудно оценить, что величина внесенного заряда составляет около  $2 \cdot 10^{-8}$  Кл, что дает поверхностную плотность заряда  $\Sigma \approx 6 \cdot 10^{-9}$  Кл / см<sup>2</sup>. Поскольку толщина стеклянной пластины существенно меньше радиуса луча, поле, создаваемое в вакууме над поверхностью стекла внесен-

ными в него электронами и их изображениями на поверхности стола, равно в первом приближении нулю; внутри же стекла поле равно  $E_0 = 2 \cdot 10^4$  В/см и направлено так, что электроны дрейфуют в нем внутрь стекла. Падение напряжения на стекле толщиной 3 мм можно оценить как 6 кВ. Это напряжение намного меньше, чем ускоряющее напряжение 50 кВ, и поэтому не может привести к существенному увеличению доли вторичных электронов. Также поле в стекле не может вызвать увеличение потока вторичных электронов, поскольку оно направлено таким образом, что тянет электроны внутрь стекла, а не из него. Впрочем, это поле скорее всего слишком мало для того, чтобы вообще оказывать существенное влияние на поток вторичных электронов. Оно также слишком мало для создания пробоя в стекле и при удельном сопротивлении стекол порядка  $10^{12}$  Ом·см создает пренебрежимо малый ток. Этот вывод подтверждает нулевой конечный ток на рис. 6, б.

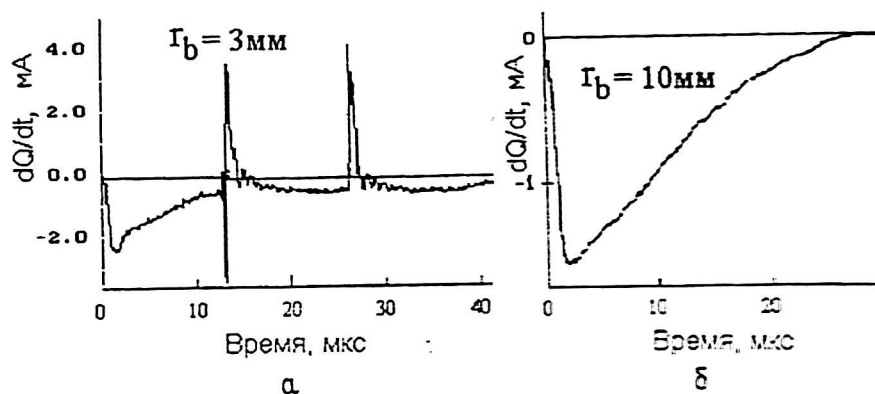


Рис. 6. Ток зарядки стеклянной пластины широким лучом с радиусом меньше (а) и больше (б) критического

Однако вблизи края облучаемой области имеется электрическое поле, ориентированное так, что на электроны действует сила, направленная вверх (рис. 7). Можно показать, что проводимость облучаемой области довольно высока и она может рассматриваться как проводник. Действительно, каждый электрон пучки создает порядка  $M \cdot 10^4$  электронно-дырочных пар. При интенсивности пучки  $I = 1$  мА и времени рекомбинации  $\tau_r \sim 10^{-9}$  с концентрация электронов и дырок в области радиуса  $r_b = 1$  см и толщины  $S = 20$  мкм составляет порядка

$$n_e \approx n_b M \frac{I}{e} \tau_r \frac{1}{\pi r_b^2 S} \approx 10^{13} \text{ 1/см}^3.$$

Взяв для оценки подвижность электронов и дырок  $\mu_e \sim \mu_b \sim 100$  см<sup>2</sup>/В·с, для удельной проводимости облучаемой области получим  $\sigma = e(n_e \mu_e + n_b \mu_b) \approx 10^{-4}$  1/Ом·см, что соответствует времени диэлектрической релаксации  $\sim 10^{-9}$  с, существенно меньшему времени накопления заряда. Отметим также, что поверхностное сопротивление облучаемой области имеет порядок  $10^6$  Ом на квадрат. При заданном токе луча оно пропорционально квадрату его радиуса

$$R = \frac{1}{M \mu \tau_r} \frac{\pi r_b^2}{I}. \quad (1)$$

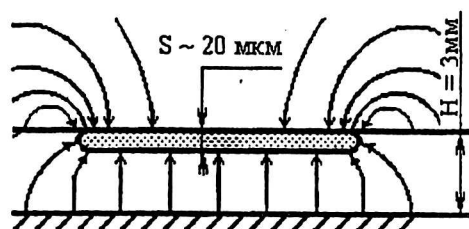


Рис. 7. Распределение электрического поля внесенного заряда при облучении образца широким пучком

Поэтому облучаемую область можно рассматривать как эквипотенциальную. Тогда для величины краевого электрического поля можно положить

$$E_{кр} \approx E_0 \sqrt{H/S} \approx 2 \cdot 10^5 \text{ В / см,}$$

где  $H \sim 3 \text{ мм}$  — толщина стекла;  $S$  — толщина проводящего слоя  $\sim 20 \text{ мкм}$ . Оно на порядок превышает поле в центре. Таким образом, можно предположить, что эмиссия главным образом имеет место с периферийных участков облучаемой области.

Интересные экспериментальные результаты были получены в случае, когда на поверхность стеклянной пластины помещался незаземленный проводящий образец в виде тонкого металлического диска. В этом случае в независимости от того, облучался ли этот диск сфокусированным или расфокусированным электронным пучком, наблюдались колебания величины заряда независимо от величины радиуса металлического диска (рис. 8), хотя их период увеличивался при увеличении радиуса. Величина краевого поля к моменту импульса, как несложно оценить, составляет также порядка  $10^5 \text{ В/см}$ . В этом случае потеря заряда также имеет место именно с периферийных областей. Это было подтверждено экспериментально. Для этого мы накрыли диск другим стеклом с отверстием, прикрывающим края диска приблизительно на 1 мм. При этом осцилляции подавлялись.

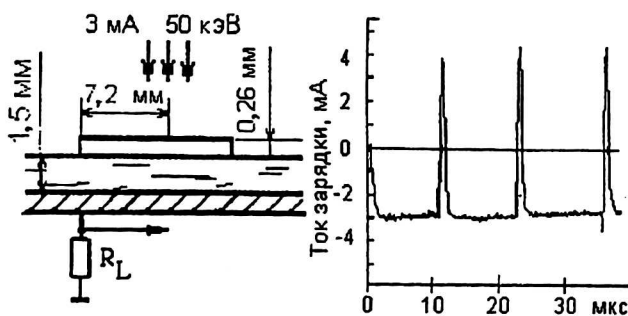


Рис. 8. Облучение металлического диска, положенного на стеклянную пластину

Также можно показать, что в случае металлического диска уход заряда в вакуум имеет место не с поверхности диска, а с участков стекла примыкающих к его краям. Для этого мы провели измерения для небольшого цилиндрического стеклянного образца полностью покрытого металлическим диском (рис. 9). В этом случае колебания не наблюдались, хотя поле на краях даже превосходило, достигаемое в предыдущих экспериментах.

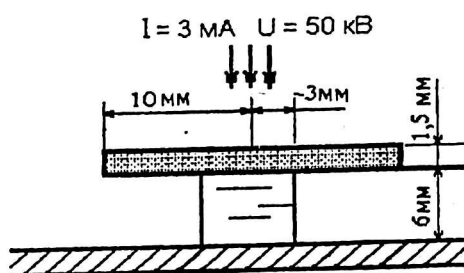


Рис. 9. Металлический диск, полностью накрывающий стеклянный образец

Как видно из представленных данных, рост величины вносимого лучом электрического заряда в данных образцах компенсируется неким механизмом утечки заряда с поверхности. Этот механизм не может быть обусловлен вторичной эмиссией. Протекание существенного тока через стекло невозможно вследствие его высокого сопротивления. Таким образом, можно заключить, что заряд покидает поверхность образца и уходит в вакуум.

Рассмотрим возможные механизмы этого явления. К потере заряда может приводить либо уход с поверхности отрицательно заряженных частиц, либо приход положительно заряженных ионов. Последние могли бы образоваться при ионизации остаточных газов в вакуумной камере электронами пучка, либо вторичными электронами. Сечение ионизации молекул электроном по порядку величины не превышает  $10^{-15}$  см<sup>2</sup> и быстро падает при больших энергиях электрона. При давлении в камере  $10^{-5}$  торр на длине пробега порядка 1 м электрон ионизирует не более  $10^{-2}$  молекул остаточных газов, что делает невозможным объяснение наших экспериментальных результатов осаждением на поверхности образца положительных ионов. Очевидно также, что в наших условиях невозможно развитие газового пробоя.

Имеются две широко известные причины, которые могут вызывать значительный электронный поток из стекла в вакуум. Это — туннельная электронная эмиссия и усиленная полем эмиссия вторичных электронов. Однако туннельная эмиссия требует полей, превышающих  $10^7$  В/см, что в наших экспериментах не имеет места. Попытка объяснить наблюдаемые явления полем усилением вторичной эмиссии также оказывается неудачной, поскольку электрическое поле в облучаемой области практически отсутствует, так как ее проводимость велика.

Наши эксперименты показывают, что для возникновения сильной электронной эмиссии требуется, чтобы величина электрического поля превысила некоторое критическое значение порядка  $10^5$  В/см. Однако такое поле требуется лишь для того, чтобы инициировать процесс, который продолжается даже тогда, когда поле падает. Это соответствует S-образной вольт-амперной характеристике стекла при таких полях. Эквивалентную схему процесса можно представить следующим образом (рис. 10). Электронный луч представляет источник тока  $I_0$ . Падая на образец, этот ток накапливается на емкости  $C$ , равной емкости проводящей области. Эта емкость разряжается через периферийную часть данной области, имеющую S-образную ВАХ. При этом ток разрядки протекает через сопротивление  $R$ , равное поверхностному сопротивлению проводящей области. В случае металлического диска оно практически равно нулю, а при облучении стеклянной пластинки определяется генерацией в ней электронно-дырочных пар и растет с увеличением радиуса пучка (1). Рассмотрим происходящие в этой схеме процессы. На графике (рис. 11) отложено напряжение  $U$  на периферии проводящей области и ток разрядки  $I$ . По мере накопления заряда на емкости  $U$  растет, но ток утечки невелик до тех пор, пока  $U$  не превысит критического значения. Далее ситуация различна для случаев низкого и высокого сопротивления  $R$ . В случае низкого сопротивления (малый радиус пучка или металлический диск) ток

эмиссии резко возрастает на несколько порядков, после чего напряжение на емкости падает, и процесс повторяется циклически. Иная ситуация имеет место при высоком  $R$  (радиус пучка больше критического). Ток эмиссии стабилизируется на уровне тока пучка  $I_0$ , и осцилляции не наблюдаются.

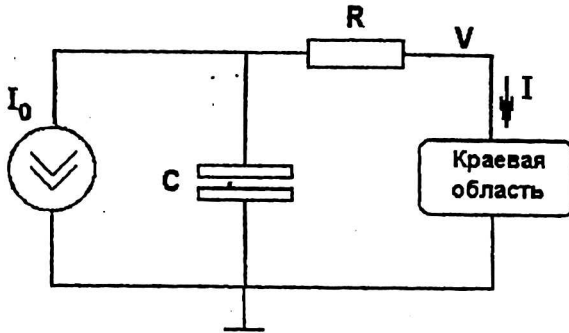


Рис. 10. Эквивалентная схема краевой электронной эмиссии из облучаемого материала

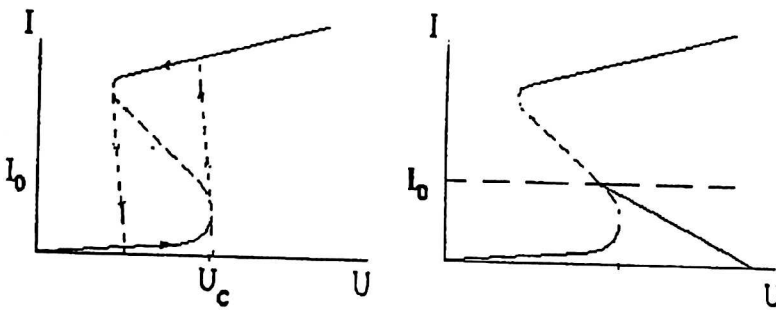


Рис. 11. Случаи низкого и высокого поверхностного сопротивления

Так качественно можно объяснить наши результаты. Необходимо выяснить, что является причиной появления S-образной характеристики и для каких веществ она реализуется. Возможной причиной ее появления является т. н. эффект убегающих электронов [6, 7]. В полярных полупроводниках и диэлектриках в некотором диапазоне энергии электрона в зоне проводимости может преобладать рассеяние на полярных оптических фононах. При энергии электрона меньшей энергии оптического фонона  $\hbar\omega_0$  ( $\sim 0,1$  эВ) и при температуре решетки  $T_0 \ll \hbar\omega_0$  рассеяние оптических колебаниях невелико. Интенсивность испускания оптических фононов максимальна для электронов, имеющих энергию порядка  $(3-4) \hbar\omega_0$ . Время свободного пробега при таких энергиях составляет порядка  $10^{-14}$  с. При энергиях много больших  $\hbar\omega_0$  оно растет приблизительно пропорционально квадратному корню из энергии электрона, отсчитываемой от дна зоны проводимости, то есть скорость передачи энергии электроном кристаллической решетке падает с ростом энергии электрона. Такая зависимость интенсивности рассеяния от энергии электрона приводит к определенной специфике разогрева электронов электрическим полем. Качественное представление может быть получено в рамках модели электронной температуры. Температура  $T$  электронной подсистемы в поле  $E$  дается известной формулой

$$T = T_0 + \frac{3}{2} \frac{\tau_e(T) \tau_p(T)}{m} (eE)^2, \quad (2)$$

где  $T_0$  — температура решетки;  $m$  — эффективная масса электрона;  $\tau_e$  и  $\tau_p$  — усредненные по распределению времена релаксации соответственно энергии и импульса электрона, зависящие от электронной температуры. Если, как в нашем случае, произведение  $\tau_e(T)$  и  $\tau_p(T)$  в некотором диапазоне возрастают быстрее, чем  $T$  в первой степени, то уравнение (2) при некоторых значениях электрического поля разрешается неоднозначно относительно  $T$ . При возрастании  $E$  от нуля до критического значения  $\sim 10^5$ — $10^6$  В/см имеет место непрерывный рост электронной температуры до значения порядка нескольких  $\hbar\omega_0$ , в дальнейшем имеет место резкий скачок электронной температуры до таких значений, когда существенными являются иные механизмы рассеяния — на деформационном потенциале, междолинное рассеяние, ударная ионизация. Поскольку ток эмиссии с поверхности резко зависит именно от температуры электронной подсистемы, то зависимость эммитируемого тока от величины электрического поля имеет  $S$ -образный вид. Для веществ, в которых верхнее значение температуры превосходит работу выхода (несколько электрон-вольт), это приводит к высокой электронной эмиссии с поверхности, что и имеет место в наших экспериментах.

## Литература

1. Гайдукова И. С., Филачев А. М. Компьютерное моделирование и разработка термоэмиссионной системы установки электронно-лучевого гравирования // Прикладная физика. 1996. № 3. С. 46.
2. Филачев А. М., Фукс Б. И. Проблемы электронно-лучевой обработки материалов // Прикладная физика. 1996. № 3. С. 39.
3. Reimer L., Golla U., Bongeler R., Kassens M., Schindler B. and Senkel R. Charging of bulk specimens, insulating layers and free-supporting films in scanning electron microscopy, *Optik*, 92 (1992). P. 14—22.
4. Гринфельд Д. Э., Филачев А. М., Фукс Б. И. Исследование зарядки диэлектриков при их импульсной обработке электронным лучом // Прикладная физика. 1997. № 2—3. С. 24—32.
5. Физические величины. Справочник / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
6. Конуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. — М.: Мир, 1967.
7. Пожелла Ю. К. Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. — М.: Наука, 1977.

## EXAMINATION OF ELECTRIC CHARGE VANISHING FROM INSULATOR SURFACE WHILE ITS ELECTRON-BEAM PROCESSING

*A. M. Filachev*

The State Unitary Enterprise "Orion", Moscow, Russia

*B. I. Fuks*

Institute for Radio Engineering and Electronics of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

*D. E. Grinfeld*

Research Institute for Electron and Ion Optics, Moscow, Russia

*The physical processes taking place while electron beam processing surfaces of insulators are discussed. Particularly, the mechanisms of the introduced electric charge vanishing are examined experimentally. It was found that surface e-beam processing of some glasses is accompanied by extremely high electron emission which leads to the introduced charge rapid disappearing. This effect cannot be explained in terms of secondary electron emission.*