

01;04;05

Модель канала электрического пробоя в ионных кристаллах

© В.Д. Куликов

Томский сельскохозяйственный институт,
654009 Томск, Россия
e-mail: vdkulikov@rambler.ru

(Поступило в Редакцию 25 мая 2011 г.)

Предложена модель движения канала пробоя в монокристаллическом NaCl с учетом механизма генерации носителей заряда посредством каскадных оже-переходов. Рассмотрен процесс образования газовой фазы канала пробоя, основанный на выделении тепла при безызлучательной рекомбинации электронов и дырок.

Введение

Исследования явления электрического пробоя остаются весьма актуальными в связи с большим практическим значением и сложностью физических процессов [1–3].

В работах [4–6] предложен механизм генерации первичных электронов посредством каскадных оже-переходов в валентной зоне щелочно-галогидных кристаллов. Механизм позволяет оценить кристаллографическую направленность каналов пробоя с учетом электронного строения валентной зоны кристаллов, а также интерпретировать высокие плотности предпробойного тока ($\sim 10^4$ А/см²) без привлечения эффекта ударной ионизации валентной зоны диэлектрика электронами зоны проводимости. В рамках механизма каскадных оже-переходов получено удовлетворительное объяснение ориентации каналов разряда в кристаллическом кварце [7].

Важный элемент теории электрического пробоя — представление о механизме движения и внутренней структуре канала электрического пробоя. Механизм движения должен объяснять, в частности, высокие скорости распространения канала пробоя. При импульсном анодном пробое по данным [1,2] скорость распространения канала пробоя в щелочно-галогидных кристаллах составляет $\sim 10^7$ – 10^8 см/с. В кристаллическом и аморфном диоксиде кремния скорости распространения фронта пробоя равны соответственно $2.7 \cdot 10^8$ и $1.1 \cdot 10^8$ см/с [8]. Существует зависимость скорости движения канала пробоя от значения амплитуды и крутизны фронта импульса напряжения [1,2,9].

Экспериментальные исследования структуры канала пробоя представляют значительные сложности в силу высокой скорости и малого диаметра канала пробоя ~ 1 – 2 мкм. Установлено, что свечение в канале пробоя связано с разрядом в газовой фазе [1,2]. Протяженность свечения и длина канала имеют близкие значения, но отсутствует оценка размеров переходной области от твердого тела к газовой фазе. Предполагается, что нагрев вещества в канале пробоя связан с выделением джоулева тепла при протекании предпробойного тока. Однако при высокой концентрации носителей заряда напряженность электрического поля в канале пробоя будет

достаточно малой за счет эффекта экранирования, что делает проблематичным реализацию такого механизма выделения тепла.

Цель настоящей работы — дальнейшее уточнение процесса формирования канала пробоя в ионных кристаллах, в частности, представление модели движения и внутренней структуры канала пробоя с учетом механизма генерации носителей заряда посредством каскадных оже-переходов.

Модель канала пробоя

Рассмотрим образец монокристаллического NaCl в форме пластины с электродами на широких гранях. К электродам приложено напряжение пробоя. Согласно [6], в момент включения электрического поля напряженностью $E_0 \approx 10^6$ В/см в приповерхностной области кристалла идет образование ионов Cl^+ с двумя дырками на $3p$ -уровне в результате туннельного перехода электронов на положительный электрод. Оже-переходы электронов с Cl^- на Cl^+ реализуются при изгибе зон на межатомином расстоянии, превышающем ширину запрещенной зоны кристалла. Необходимые изгибы зон для оже-переходов на расстоянии, близком к межатомному, дает локальное электрическое поле объемного заряда E_L и в первую очередь слоя двукратно положительно заряженных ионов галоида [6].

Схема движения канала пробоя в кристаллическом NaCl в принятом одномерном случае представлена на рис. 1. Кристалл ориентирован в направлении $\langle 110 \rangle$. Координата x отсчитывается от положительного электрода. Объемный заряд включает слои Cl^0 и слой двукратно положительно заряженных ионов Cl^+ . Изгиб энергетических зон и зарядовое состояние ионов хлора в момент начала оже-перехода электронов с Cl^- на Cl^+ и в зону проводимости условно показаны на рис. 1, а.

Единичный цикл движения канала пробоя можно представить в виде двух этапов. На первом этапе при достижении критической напряженности локального электрического поля $E_L \approx 10^8$ В/см происходит оже-переход и канал продвигается на межатомное расстояние (рис. 1, б). Время оже-перехода τ может составлять $\sim 10^{-14}$ – 10^{-17} с [10]. Наличие отрицательного заряда

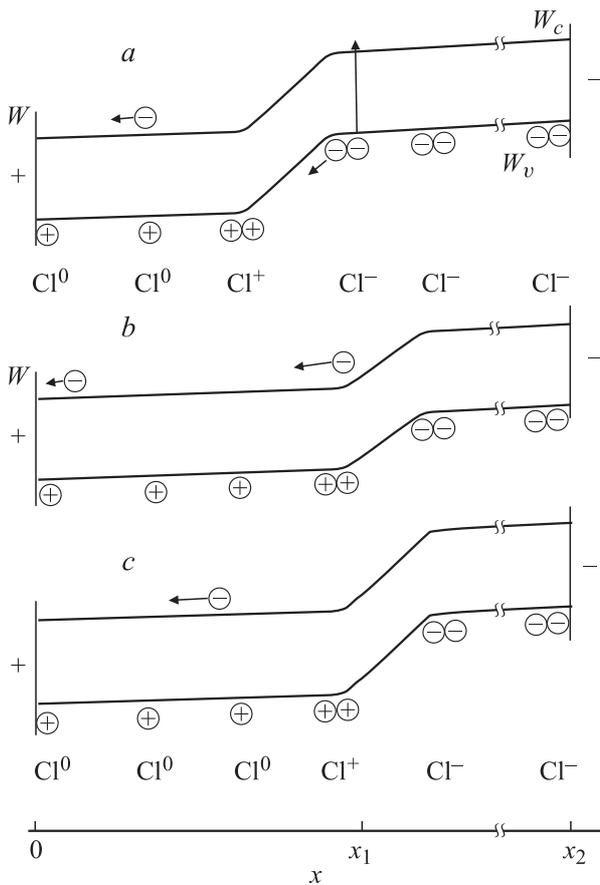


Рис. 1. Схема движения канала пробоя в кристаллическом NaCl. W_c , W_v — уровни энергии: дна зоны проводимости, потолка валентной зоны кристалла; x_2 — положение отрицательного электрода.

электронов понижает поле заряда дырок и соответственно изгиб зон вблизи границы $x = x_1$ (рис. 1, b). Второй этап связан с вытягиванием электронов из области положительного объемного заряда и достижением критической напряженности E_L для реализации оже-перехода (рис. 1, c).

Движение канала пробоя представляет собой процесс последовательного переноса положительного заряда по ближайшим ионам хлора в валентной зоне и генерации оже-электронов в зону проводимости. Исходная концентрация оже-электронов, вероятно составляет $n_1 \approx 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Процесс рекомбинации уменьшает объемную концентрацию электронов n и дырок p . Скорость рекомбинации электронов можно представить в виде

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -s v_T n p - \beta n^2 p, \quad (1)$$

где $s \approx 10^{-13} \text{ cm}^2$ — сечение захвата электрона заряженным центром, $v_T \approx 10^7 \text{ cm/s}$ — тепловая скорость электронов [11], β — коэффициент ударной рекомбинации. Первое слагаемое в правой части (1) описывает квадратичную рекомбинацию носителей, второе — удар-

ную, когда при рекомбинации электрона с дыркой часть энергии передается другому электрону.

Ударная рекомбинация заряженных частиц в высокоионизированных газах преобладает над квадратичной при концентрациях электронов выше $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ [12]. В узкозонных полупроводниках, таких как InSb, ударная рекомбинация наблюдается лишь при высоких температурах, а в широкозонных — при значительном уровне легирования. Например, в GaP при концентрации примеси $\sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ интенсивность люминесценции падает на 4 порядка [13].

Высокие значения концентрации свободных электронов n в щелочно-галогидных кристаллах удается получить при облучении сильноточным электронным пучком [14]. В монокристаллических KCl, KBr, NaCl изменение концентрации электронов от плотности тока пучка удовлетворительно описывается квадратичной рекомбинацией до значений $n \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Выше $n \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ наблюдается резкое снижение роста концентрации электронов. Авторы [14] относят этот эффект к захвату электронов на вновь генерируемые радиационные дефекты. Однако, как показано в [15], при высоких уровнях возбуждения (плотность тока пучка выше 20 A/cm^2) происходит эффективное опустошение центров захвата вторичными электронами на стадии их термализации и, следовательно, эффект насыщения концентрации можно связать с началом действия ударной рекомбинации.

Для оценки коэффициента ударной рекомбинации в кристаллах KCl, NaCl воспользуемся данными работы [14]. Временное разрешение установки $\sim 0.1 \text{ ns}$, длительность импульса электронов $\sim 50 \text{ ps}$. На стадии облучения импульс проводимости безынерционно следует за импульсом возбуждения, что наблюдается, когда время жизни носителей меньше длительности импульса тока пучка. В этом случае процесс облучения можно считать квазистационарным и приравнять скорости генерации и рекомбинации. Скорость генерации носителей рассчитывается по плотности тока пучка, энергии электронов и средней энергии создания электронно-дырочной пары в материале. Согласно результатам [14], при максимальной плотности тока пучка $\sim 10^4 \text{ A/cm}^2$ скорость генерации $\sim 10^{29} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$, концентрация электронов составляет в KCl $\sim 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ и в NaCl $\sim 4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, коэффициент β в пренебрежении квадратичной рекомбинацией равен $1.3 \cdot 10^{-20}$ и $1.6 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ соответственно.

Распределение концентрации n вдоль канала пробоя от $x = 0$ до $x = x_1$ в момент времени t с учетом (1) без составляющей квадратичной рекомбинации можно представить в виде

$$n = \frac{n_1}{\sqrt{\beta n_1^2 (x_1 - x)/v + 1}}, \quad (2)$$

где v — скорость движения канала пробоя. Концентрация n уменьшается в направлении $x = 0$.

Безызлучательная рекомбинация электронов и дырок приводит к выделению тепла и повышению теплового давления P_T за счет колебания атомов около положения равновесия. Теплоту рекомбинации в единице объема можно оценить как $W_T = (n_1 - n)W_g$, где W_g — ширина запрещенной зоны кристалла. Связь между тепловым давлением и тепловой энергией в единице объема дается уравнением

$$P_T = \gamma W_T, \quad (3)$$

где γ — коэффициент Грюнайзена [16].

Повышение теплового давления сопровождается расширением нагретого объема. Движение вещества идет последовательно от границы поверхности до оси канала пробоя со скоростью звука c . В образцах NaCl и KCl диаметр канала пробоя $d_0 \approx 1 \mu\text{m}$, скорости звука $\sim 4.79 \cdot 10^5$ и $4.52 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$ соответственно [1,2]. Время акустической релаксации $\tau_a = d_0/2c \approx 10^{-10} \text{ s}$. За время τ_a концентрация электронов в сечении $(x_1 - x) \approx 10^{-3} \text{ cm}$ падает, согласно (2), до $n_2 \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. В единице объема выделится энергия $(n_1 - n_2)W_g \approx 1.4 \text{ kJ/cm}^3$, что сопоставимо с теплотой плавления для NaCl $\sim 1.054 \text{ kJ/cm}^3$ и KCl $\sim 0.68 \text{ kJ/cm}^3$, но меньше теплоты испарения 7.98 и 5.5 kJ/cm^3 соответственно [1,2]. Давление вблизи $(x_1 - x) \approx 10^{-3} \text{ cm}$ согласно (3), составляет $\sim 10^9 \text{ Pa}$. Данное давление соответствует слабым ударным волнам и способно деформировать материал, прилегающий к стенкам канала.

Вероятно, нагретая область находится в твердом состоянии, поскольку при таких сжатиях для перехода в жидкое состояние необходима теплота плавления, превышающая теплоту при атмосферном давлении в 1.5–2 раза [17]. Это связано с тем, что при сжатии вещества растет высота потенциального барьера, который необходимо преодолеть иону, чтобы уйти из своего узла кристаллической решетки. Учитывая, что прочность на разрыв щелочно-галогидных кристаллов не превышает $\sim 5 \cdot 10^6 \text{ Pa}$ [1], деформации в нагретой области вдоль оси канала в направлении положительного электрода приведут к разрушению вещества и образованию газовой фазы. Наличие газовой фазы подтверждается выбросом плазмы в момент достижения фронта анодного разряда свободной поверхности диэлектрика [2]. Протяженность переходной области канала при скорости $v \approx 10^7 - 10^8 \text{ cm/s}$ составляет $\tau_a v \approx 10 - 100 \mu\text{m}$.

В пользу реализации процесса рекомбинации электронно-дырочных пар может служить вид канала неполного пробоя с положительного острия в образце KCl толщиной 1.5 mm (рис. 2). Длительность импульса напряжения $\sim 10 \text{ ns}$, скорость $v \approx 10^7 \text{ cm/s}$ [5]. Толщина канала практически постоянна на его длине. Вероятно, поперечные размеры формируются при движении головной части разряда и не меняются в газовом разряде. В головной части разрядного промежутка наблюдается разрушение материала сферической формы с диаметром, несколько превышающим толщину канала. Разогрев материала на конце канала трудно связать с выделением Джоулева тепла при низких значениях напряженности



Рис. 2. Канал неполного импульсного анодного пробоя в кристаллическом KCl.

поля и тока проводимости в конце действия импульса напряжения.

Временную зависимость локального поля E_L можно описать кинетикой средних полей объемного заряда, которые в точках, не очень близких к поверхности заряда, совпадают с его истинным полем [18].

Формирование объемного заряда при $x = x_1$ с концентрациями свободных электронов n и неподвижных дырок p описывается уравнениями непрерывности (4) и Пуассона (5), которые имеют вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = G - \frac{\partial}{\partial x}(en\mu E), \quad (4)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0}, \quad (5)$$

где e , μ — электрический заряд и подвижность электрона, $\rho = e(p - n)$ — объемная плотность заряда; $E = E_0 + E_1$ — суммарная напряженность электрического поля, E_1 — напряженность электрического поля объемного заряда, $G = en_1/\tau$ — объемная скорость генерации заряда оже-электронов в пространстве от $x_1 - \Delta x$ до x_1 , $\Delta x \approx 4 \text{ \AA}$ — толщина атомного слоя в кристалле. Время включения оже-генерации от t_k до $t_k + \tau$, где t_k — время достижения критической напряженности E_L , ϵ и ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость образца и электрическая постоянная соответственно. Начальное (6) и граничное (7) условия задачи будут следующими:

$$\text{при } t = 0 \text{ напряженность поля } E = 0, \quad (6)$$

$$\text{при } x \geq x_1 \text{ значения } \sigma = 0, \quad E_1 = E_s(t), \quad (7)$$

где $E_s(t)$ — напряженность электрического поля за границей объемного заряда, $\sigma = en\mu$ — проводимость.

После несложных преобразований (4), (5) и интегрирования по координате x с использованием граничного условия (7) получим уравнение для поля E

$$\epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} = G \Delta x - \sigma E + \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E_s(t)}{\partial t}. \quad (8)$$

Нас интересует эволюция во времени напряженности поля $E_s(t)$ на границе объемного заряда. Плотность тока проводимости в (8) не меняется вдоль длины канала пробоя, но значения проводимости и напряженности поля в области газовой фазы, переходного слоя и объемного заряда отличаются. В первом приближении можно считать проводимость в пространстве $0 - x_1$ постоянной величиной $\sigma_0 = en_0\mu$, где n_0 — эффективная концентрация электронов.

Для нахождения $E_s(t)$ проинтегрируем уравнение (8) по координате x от $x = 0$ до x_2 , добавим и вычтем член $\sigma_0 \int_{x_1}^{x_2} E_s(t) dx$ и воспользуемся условием короткозамкнутости (9)

$$\int_0^{x_2} E_1 dx = 0. \quad (9)$$

Получим

$$\frac{\partial E_s(t)}{\partial t} + \frac{(x_2 - x_1)}{x_2 \tau_m} E_s(t) = \frac{E_0 x_1}{x_2 \tau_m} - \frac{G \Delta x^2}{x_2 \tau_m}, \quad (10)$$

где $\tau_m = \epsilon \epsilon_0 / en_0 \mu$ — максвелловское время релаксации. Решение уравнения (10) относительно $E_s(t)$ находим в виде

$$E_s(t) = \left(\frac{E_0 x_1}{x_2 - x_1} - \frac{G \Delta x^2}{(x_2 - x_1) en_0 \mu} \right) \times \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_c}\right) \right], \quad (11)$$

где $\tau_c = \tau_m x_2 / (x_2 - x_1)$ — постоянная времени цепи. Согласно (11), с ростом координаты x_1 и времени t напряженность поля $E_s(t)$ увеличивается. Уменьшение $E_s(t)$ происходит за счет включения поля оже-электронов.

Распределение пространственного заряда можно считать близким к стационарному, так как критическая напряженность поля E_L , вероятно, наступает при временах, сравнимых или превышающих τ_c . Представим $n = n_0 - \Delta n$. Стационарное уравнение для распределения концентрации Δn без учета генерации носителей, согласно (4) имеет вид

$$-\mu \frac{\partial \Delta n}{\partial x} E + \mu (n_0 - \Delta n) \frac{\partial E}{\partial x} = 0. \quad (12)$$

При высокой концентрации электронов можно пренебречь Δn по сравнению с n_0 во втором слагаемом уравнения (12), а также принять $E \approx E_0 + E_s$. Используя уравнение Пуассона (5), получим

$$-\frac{\partial \Delta n}{\partial x} + \frac{\Delta n}{L} = 0 \quad (13)$$

где $L = \tau_m \mu (E_0 + E_s)$ — длина экранирования поля. Граничное условие к уравнению (13) запишем как $\Delta n(x_1) = n'_s = n_0 - n_s$, где n_s — поверхностная плотность электронов при $x = x_1$.

Пространственное распределение концентрации электронов с учетом решения уравнения (13) имеет вид $n(x) = n_0 - n'_s \exp[-(x_1 - x)/L]$. Распределение напряженности поля в образце можно получить на основании уравнения (5), интегрируя плотность заряда по координате x с граничным условием $E_1 = E_s$ при $x = x_1$.

Результаты моделирования и обсуждение

Формирование объемного заряда рассматривалось в образце NaCl толщиной $x_2 = 0.1$ см. Для ориентации кристалла $\langle 110 \rangle$ электрический пробой наступает при приложении электрического поля длительностью ~ 30 ns с напряженностью $E_0 = 2 \cdot 10^6$ V/cm [5].

Роль внешнего поля E_0 связана с образованием исходного слоя двукратно положительно заряженных ионов галоида на границе образца в момент $t = 0$ и вытягиванием электронов из области объемного заряда в процессе движения канала разряда.

Зависимости напряженности поля E_s от времени в различных сечениях x_1 представлена на рис. 3. Локальные E_L и средние E_s поля максимальны при завершении формирования заряда. При достижении критической напряженности поля E_L происходит генерация электронов в зону проводимости. Длительность генерации ограничена временем оже-перехода τ , а пространство — толщиной атомного слоя $\Delta x \approx 4$ Å. В процессе оже-генерации электронов напряженность поля E_s падает. Далее следует этап установления критической напряженности поля продолжительностью τ_1 за счет вытягивания носителей из области объемного заряда. Согласно схеме (рис. 1), в следующем атомном слое при достижении критической напряженности поля E_L происходит генерация электронов в зону проводимости.

Время установления критической напряженности поля (рис. 3) может быть определено как $\tau_1 = E_G / v_1$, где $E_G = (G / \Delta x^2 / (x_2 - x_1) \sigma_0) [1 - \exp(-t_k / \tau_c)]$ — составляющая напряженности поля оже-электронов в уравнении (11), а $v_1 = \partial E_s / \partial t = (E_0 x_1 / x_2 \tau_m) \exp(-t_k / \tau_c)$ — скорость нарастания поля в отсутствие генерации.

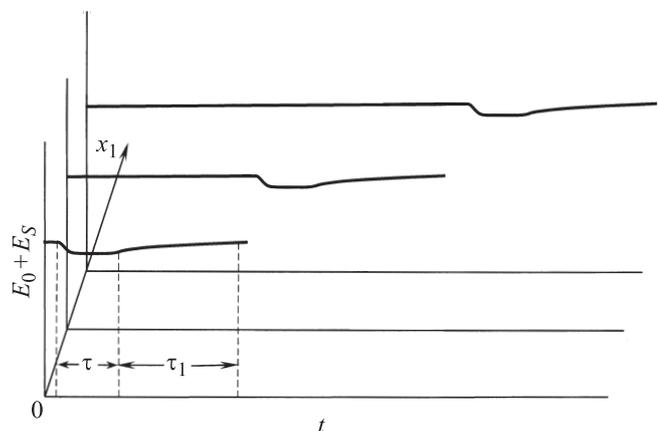


Рис. 3. Зависимости напряженности поля E_s от времени.

Длительность единичного цикла движения разряда равна $\Delta t = \tau + \tau_1$. Находим

$$\Delta t = \tau + \frac{n_1 \Delta x^2 \varepsilon \varepsilon_0}{E_0 \tau (1 - x_1/x_2) x_1 n_0^2 \mu^2 e} \left[\exp\left(\frac{t_k}{\tau_c}\right) - 1 \right]. \quad (14)$$

Учитывая, что в каскадном оже-процессе передача электронов идет от атома к атому, скорость движения канала пробоя определяется как $v = 1 \text{ см}/N \cdot \Delta t$, где $N = 3 \cdot 10^7$ — число ионов на длине 1 см.

Значение Δt можно оценить с учетом экспериментальной скорости разряда для кристалла NaCl ($v \approx 6 \cdot 10^7 \text{ см/с}$). В этом случае время цикла составляет $\Delta t = 5.6 \cdot 10^{-16} \text{ с}$.

Прямые измерения скорости разряда в KCl и NaCl фотохронометрическим методом показали постоянство скорости v в области разрядного промежутка [2]. Движению канала пробоя по образцу соответствует увеличение координаты x_1 в уравнении (14), но произведение $(1 - x_1/x_2)x_1$ меняется слабо. Вероятно, не меняются и значение $\exp(t_k/\tau_c)$ вдоль канала пробоя и соответственно значение скорости канала разряда от длины пробоя.

Согласно (14), при неизменных значениях τ и $\exp(t_k/\tau_c)$ с ростом E_0 должна увеличиваться скорость v за счет уменьшения τ_1 . Можно ожидать линейного нарастания скорости в области изменения E_0 , когда время τ_1 будет значительно больше τ и насыщения v при высоких E_0 , когда время τ_1 сравнимо или меньше τ .

В экспериментальных исследованиях [9] наблюдается сложная зависимость скорости v в кристалле NaCl от напряжения пробоя. При значениях напряжений на острейшем аноде $\sim 60\text{--}100 \text{ кВ}$ идет слабое нарастание скорости, далее в диапазоне напряжений $100\text{--}150 \text{ кВ}$ — сверхлинейное увеличение скорости и далее переход к линейной зависимости v при напряжениях $150\text{--}300 \text{ кВ}$. Возможно, при низких напряжениях пробоя момент генерации наступает в более позднее время t_k , что приводит к увеличению τ_1 .

Представляет интерес экспериментальное наблюдение насыщения скорости v в NaCl при высоких напряжениях с целью подтверждения адекватности модели и уточнения времени τ .

Уравнение (11) позволяет оценить плотность объемного заряда Q_s , как $Q_s = \varepsilon \varepsilon_0 E_s$ и плотность предпробойного тока $i = \partial Q_s / \partial t$. При постоянстве $\exp(t_k/\tau_c)$ кинетика плотности тока имеет вид $i = \varepsilon \varepsilon_0 E_0 / t_2 (1 - t/t_2)^{-2}$, где $t_2 = x_2/v$ — время пробоя. Экспериментальная плотность тока увеличивается со временем менее круто и близка к экспоненциальной зависимости [1].

Проводимость σ_0 и эффективная концентрация электронов в канале разряда — важные параметры механизма пробоя. При оценке σ_0 и n_0 по формуле (14) возникает сложность, связанная с неопределенностью значений τ и t_k . Для кристалла NaCl можно принять $\tau \approx 10^{-16} \text{ с}$ и соответственно $\tau_1 \approx 4.6 \cdot 10^{-16} \text{ с}$. Эффективная концентрация, вероятно, находится в диапазоне, в котором нижнее значение n_0 определяется началом

срабатывания механизма генерации носителей $t_k = 2\tau_c$, что дает проводимость $\sigma_0 \approx 6 \Omega^{-1} \text{ см}^{-1}$ и концентрацию $n_0 \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ($\mu = 13 \text{ см}^2/\text{V} \cdot \text{с}$ [19]). Верхнее n_0 не может быть больше n_1 . Так, при $t_k = 7 \tau_c$, $\sigma_0 \approx 2.3 \cdot 10^2 \Omega^{-1} \text{ см}^{-1}$ концентрация $n_0 \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Эффективная напряженность поля в канале пробоя с учетом экспериментальной плотности предпробойного тока $\sim 10^4 \text{ А/см}^2$ и значений $\sigma_0 \approx 6\text{--}2.3 \cdot 10^2 \Omega^{-1} \text{ см}^{-1}$ составляет $\sim 1.6 \cdot 10^3\text{--}43 \text{ В/см}$. При таких параметрах плотности тока и напряженности поля за время $\sim 10^{-9} \text{ с}$ в единице объема выделится энергия $\sim 1.6 \cdot 10^{-2}\text{--}4.3 \cdot 10^{-4} \text{ Дж/см}^3$, что недостаточно для плавления материала.

Распределение концентрации электронов $n(x)$ экспоненциально уменьшается вблизи $x = x_1$. При высокой концентрации носителей заряда длина экранирования достаточно мала и находится в диапазоне $L \approx 260\text{--}6 \text{ \AA}$.

Заключение

Представлена модель распространения канала пробоя. Согласно модели, длительность единичного цикла движения канала определяется временем оже-перехода и временем установления критической напряженности поля за счет вытягивания электронов из области объемного заряда. Высокая скорость $v \approx 10^8 \text{ см/с}$ достигается за счет малого времени оже-перехода, большого напряжения пробоя и значительной проводимости электронов. Модельная зависимость скорости движения канала разряда в образце от напряжения пробоя удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными в области высоких напряжений пробоя. Внутренняя структура канала электрического пробоя включает области газовой фазы, переходного слоя и объемного заряда. Нагрев и высокие давления в переходном слое, вероятно, обусловлены выделением тепла при безызлучательной рекомбинации электронов и дырок.

Список литературы

- [1] Воробьев А.А., Воробьев Г.А. Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков. М.: Выс. школа, 1966. 234 с.
- [2] Вершинин Ю.Н. Электронно-тепловые и детонационные процессы при электрическом пробое твердых диэлектриков. Екатеринбург: Изд-во УрО РАН, 2000. 258 с.
- [3] Семкин Б.В., Усов А.Ф., Курец В.И. Основы электроимпульсного разрушения материалов. СПб.: Наука, 1995. 278 с.
- [4] Куликов В.Д. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 5. С. 77–82.
- [5] Куликов В.Д. // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 12. С. 26–30.
- [6] Куликов В.Д. // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 1. С. 60–65.
- [7] Емлин Р.В., Бархвостов С.В., Куликов В.Д. // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 7. С. 150–153.
- [8] Емлин Р.В., Гилев А.С. // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 1. С. 140–143.

- [9] *Вершинин Ю.Н., Ильичев Д.С., Морозов П.А.* // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 1. С. 85–87.
- [10] *Немошкаленко В.В., Аleshин В.Г.* Электронная спектроскопия кристаллов. Киев: Наукова думка, 1976. 336 с.
- [11] *Эланго М.А.* Элементарные неупругие радиационные процессы. М.: Наука, 1988. 150 с.
- [12] *Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Шелепин Л.А.* Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, 1980. 512 с.
- [13] *Панков Ж.* Оптические процессы в полупроводниках. М.: Мир, 1973. 456 с.
- [14] *Адуев Б.П., Швайко В.Н.* // ФТТ. 1999. Т. 41. Вып. 7. С. 1200–1203.
- [15] *Куликов В.Д.* // ЖТФ. 2007. Т. 79. Вып. 1. С. 60–65.
- [16] *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
- [17] *Кормер С.Б., Синицин М.В., Кириллов Г.А., Урлин В.Д.* // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. Вып. 4. С. 1033–1049.
- [18] *Ландау Л.Д., Лившиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Гос. издат. техн.-теоретич. лит., 1957. С. 12.
- [19] *Seager C.H., Eimin D.* // Phys. Rev. B. 1970. Vol. 2. N 8. P. 3421–3431.