

СОВРЕМЕННАЯ ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ (обзор)

Ю. А. СТАРИКИН

Введение

Теория электрического пробоя твердых диэлектриков исходит из того положения, что носителями тока при электрическом пробое твердых диэлектриков являются электроны. Мысль об электронном явлении пробоя твердых диэлектриков впервые была высказана Смуровым в 1927 г. и в дальнейшем развита Хиппелем, который дал экспериментальное подтверждение электронного характера пробоя. Суть опыта Хиппеля сводилась к следующему: он подвергал электрическому пробую кристалл, в котором имелись продиффундированные ионы меди; наступившая после пробоя окраска ионов меди означала, что при пробое появлялись свободные электроны.

С точки зрения теории электрического пробоя необходимо, чтобы в твердом диэлектрике лавинообразно появлялись свободные электроны, которые под действием внешнего электрического поля образовали бы достаточно сильный ток, ведущий к разрушению материала диэлектрика.

Хиппелем и Зинером были предложены два различных механизма электрического пробоя твердых диэлектриков. Оба механизма исходили из представления о зонной структуре энергетического спектра электронов в твердом теле. Согласно этому представлению твердый диэлектрик характеризуется наличием двух различных энергетических зон: валентной зоны и зоны проводимости, отделенных друг от друга полосой запрещенной энергии или запретной зоной. При абсолютном нуле все энергетические уровни валентной зоны заняты электронами, а все энергетические уровни зоны проводимости свободны. Поэтому для получения проводимости диэлектрика необходимо часть электронов перевести из нижней заполненной валентной зоны в верхнюю пустую зону проводимости. Такой переход электронов связан с затратой энергии и может быть совершен под влиянием внешних воздействий, например, при поглощении света, при нагревании, под воздействием внешнего электрического поля. Электроны, попавшие в зону проводимости, могут при наличии внешнего электрического поля создавать электрический ток, и поэтому они называются электронами проводимости.

Первый механизм пробоя твердого диэлектрика, предложенный Хиппелем [1], в 1936 году получил название „теории электронной ударной ионизации“.

Пусть в зоне проводимости имеется хотя бы один электрон проводимости. Помещая диэлектрик во внешнее электрическое поле, мы замечаем, что на электрон действует, с одной стороны, внешнее электрическое поле, ускоряя его движение, с другой стороны, в результате взаимодействия электрона с колебаниями кристаллической решетки он теряет часть энергии и, следовательно, тормозится. Чтобы электрон мог приобрести достаточную энергию для ионизации необходимо, чтобы ускоряющее действие

внешнего электрического поля было сильнее тормозящего действия кристаллической решетки. Движущийся с ускорением электрон может через ударную ионизацию освободить один из связанных электронов валентной зоны и перевести его в зону проводимости. Тогда начнется лавинообразная мультипликация (размножение) электронов проводимости, что приводит к резкому возрастанию электронов проводимости диэлектрика и в конечном счете к пробое диэлектрика.

Поэтому в качестве критерия пробоя Хиппель считал, что действие поля на электрон должно быть сильнее, чем его торможение. Для преодоления торможения электрона необходимо приложить некоторое электрическое поле, напряженность которого $G(E)$ будет зависеть от энергии электрона и носит название равновесной напряженности. По Хиппелю напряженность внешнего поля при пробое должна быть больше максимальной равновесной напряженности, т. е.

$$F > G_m(E). \quad (1)$$

Количественный расчет для определения напряженности поля при пробое с точки зрения теории Хиппеля был дан Фрелихом в 1937 г. и Францем в 1939 г.

Фрелих [2] ограничился при решении исключительно ионными кристаллами и предположил, что торможение электронов является следствием возбуждения оптических колебаний решетки. Оптические колебания кристаллической решетки обладают по Фрелиху определенной частотой ν_0 и нуждаются для своего возбуждения в определенном количестве энергии $h\nu_0$. Если электрон обладает энергией в несколько $h\nu_0$, он сильно тормозится, отдавая свою энергию на возбуждение колебаний решетки; бы-

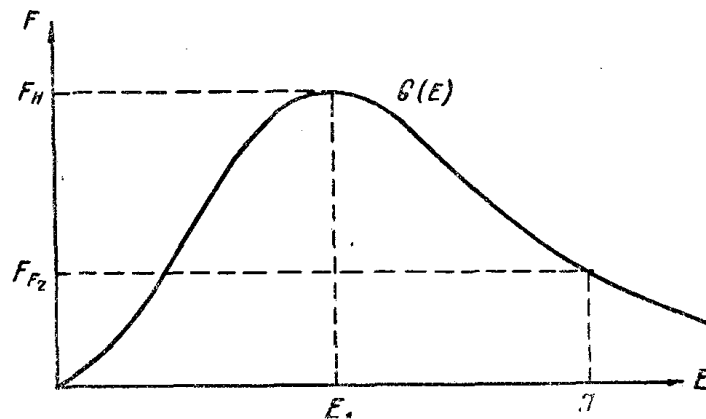


Рис. 1. Равновесная напряженность поля как функция энергии.

F_H — напряженность поля пробоя по Хиппелю,
 F_{Fr} — напряженность поля пробоя по Фрелиху.

стрые же электроны, наоборот, испытывают умеренное торможение. Для обсуждения теории ударной ионизации интерес представляет не само торможение, а напряженность поля, которая необходима для преодоления торможения, или равновесная напряженность поля как функция энергии электронов проводимости. Ход этой функции изображен графически на рис. 1. Из графика видно, что максимум равновесной напряженности поля $G_m(E)$ соответствует энергии электрона $E_1 = h\nu_0 \approx \frac{1}{30}$ эв и для больших энергий равновесная напряженность поля уменьшается.

Критерий Хиппеля указывает, что напряженность поля пробоя должна быть больше $G_m(E)$. Тогда все электроны от нулевой энергии до энергии ионизации J (т. е. до энергии, которая необходима для ударной ионизации связанных электронов валентной зоны) будут ускоряться и при достижении энергии ионизации могут освобождать связанные электроны в валентной зоне, переводя их в зону проводимости. Процесс нарастания электронов проводимости или мультипликация их происходит лавинообразно, что и ведет к пробое диэлектрика.

Фрелих предложил другой критерий пробоя: он считал, что пробой наступит тогда, когда электроны проводимости с энергией J , преодолевая торможение, начнут ускоряться, т. е. по Фрелиху.

$$F > G(J). \quad (2)$$

В отличие от критерия Хиппеля [1], названного „критерием низкой энергии“, критерий Фрелиха [2] называется „критерием высокой энергии“.

Теория Фрелиха не учитывала тормозящее действие акустических колебаний кристаллической решетки и, следовательно, не могла быть применена к неполярным кристаллам.

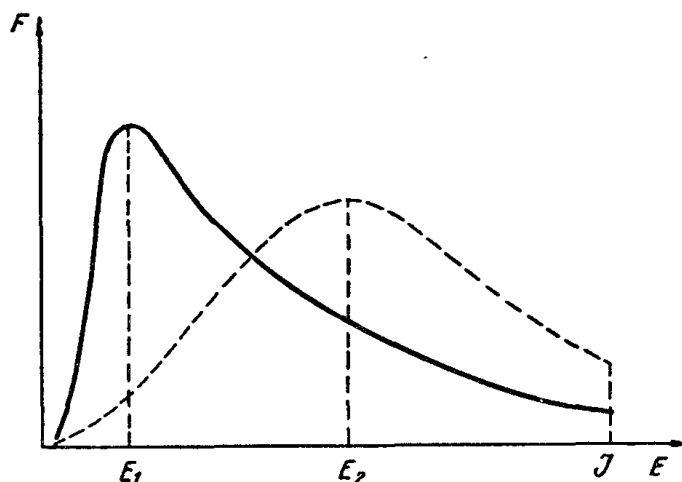


Рис. 2. Равновесная напряженность поля как функция энергии.

— при учете оптических колебаний решетки,
 --- при учете акустических колебаний решетки.

Для неполярных кристаллов не существует оптических колебаний, поэтому тормозящее действие кристаллической решетки должно обуславливаться акустическими колебаниями решетки. Главное различие „оптических“ колебаний от „акустических“ состоит в другой энергетической зависимости тормозящего действия (рис. 2): тормозящее действие акустических колебаний возрастает до энергии $E_2 \approx 1$ эв и затем уменьшается. Максимум этой кривой $G(E_2)$ определяет по Хиппелю напряженность пробоя, т. е. $F > G(E_2)$.

Оба критерия пробоя (как критерий Хиппеля, так и критерий Фрелиха) подвергались анализу в ряде работ и оказались несостоятельными.

Так, Зейтц в 1950 году показал, что из-за статистического распределения электронов проводимости для пробоя достаточна 1/5 часть хиппелевского критерия напряженности пробоя, т. е.

$$F > \frac{1}{5} G_m(E).$$

Против критерия Фрелиха выступили Зигер и Теллер, Франц, Каллен, доказавшие несостоятельность его.

Несостоятельность этих критериев пробоя, кроме всего прочего, объясняется еще и тем, что как Хиппель, так и Фрелих совершенно не учитывали процесс рекомбинации электронов.

Вторым механизмом пробоя диэлектриков является так называемая „теория внутренней холодной эмиссии“, выдвинутая Зинером в 1934 г. и развитая дальше Францем в 1939 г.

Зинер [3] показал, что при наличии сильного электрического поля электроны могут переходить из валентной зоны в зону проводимости. Возможность такого перехода объясняется тем, что с точки зрения квантовой физики наложение электрического поля на диэлектрик изменяет энергетические уровни электронов и, следовательно, изменяет энергетические зоны: если внешнее поле направлено, например, вправо, то энергетические зоны приобретают наклон также вправо (рис. 3).

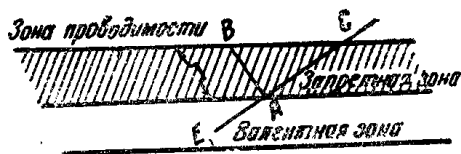


Рис. 3. Распределение энергетических зон в твердом диэлектрике при наличии внешнего поля.

Поэтому электрон, имеющий энергию E_1 , будет двигаться по горизонтальной линии, пересекая валентную зону, где он первоначально находился, и переходя в зону проводимости через запретную зону. Это просачивание электрона через запретную зону

представляет собой туннельный эффект через потенциальный барьер ABC.

Поскольку вероятность перехода через энергетический барьер зависит от ширины и высоты этого барьера, то для получения туннельного эффекта необходимо приложить достаточно сильное внешнее электрическое поле, так как наклон зон зависит от напряженности поля.

Зинер показал, что при напряженности электрического поля порядка 10^6 в/см электрон из валентной зоны может переместиться на несколько сот атомных расстояний и попасть в зону проводимости. С течением времени (длительность пробоя по теории холодной эмиссии, как и по теории ударной ионизации составляет 10^{-12} сек) появляется достаточное количество электронов проводимости, что приводит к пробую.

Большим недостатком теории ударной ионизации Хиппеля и теории внутренней холодной эмиссии Зинера является то, что при достаточно хорошем обосновании отдельных процессов приходится для определения напряженности пробоя пользоваться ненадежными критериями. Кроме того, обе теории требуют большой идеализации внешних условий (однородность кристалла, отсутствие нарушений в кристаллической структуре), чего в действительности нельзя получить.

Современная теория электрического пробоя, разработанная В. Францем [4, 5, 6], дает несколько новых положений для объяснения пробоя в однородном кристалле. В отличие от прежних теорий она учитывает возможность нарушений кристаллической структуры и рассматривает все основные процессы: процесс торможения электрона в кристаллической решетке, процесс ударной ионизации и рекомбинации в их динамике, процесс внутренней холодной эмиссии и затем дает анализ условия пробоя.

По Францу пробой и затем разрушение материала происходит тогда, когда нарушается устойчивое состояние вещества, когда диэлектрик начинает плавиться или же превращается в полупроводник (и вследствие этого также вскоре плавится). Такое изменение состояния вещества происходит под влиянием теплоты, выделяемой при прохождении электрического тока через диэлектрик.

Поэтому важно выяснить, как изменяется сила тока с течением времени при различных напряженностях электрического поля и, следовательно, как меняется выделяющаяся теплота в диэлектрике. Для этого необходимо прежде всего выяснить условия, при которых происходит мультипликация электронов, ибо изменение числа электронов проводимости в конечном счете определяет изменение тока в диэлектрике.

Поэтому вначале рассматриваются состояния электронов в диэлектрике и их изменение от различных процессов и затем выясняются условия мультипликации электронов, после этого переходят к рассмотрению изменения теплового состояния диэлектрика и определяют условия, при которых происходит пробой диэлектрика.

Электронные состояния в зоне проводимости

Чтобы разрешить вопрос об изменении состояния электронов в зоне проводимости, воспользуемся понятием потока электронов проводимости через некоторую энергетическую границу в энергетическом пространстве. На основании законов статистики электроны проводимости будут иметь различную энергию. Схематическое изображение функции распределения электронов проводимости можно дать в виде кривой, изображенной на рис. 4. (Более точный вид этой функции будет получен позднее.) Здесь $\chi(E) dE$ — плотность электронов проводимости, энергия которых лежит в энергетической области от E до $E + dE$.

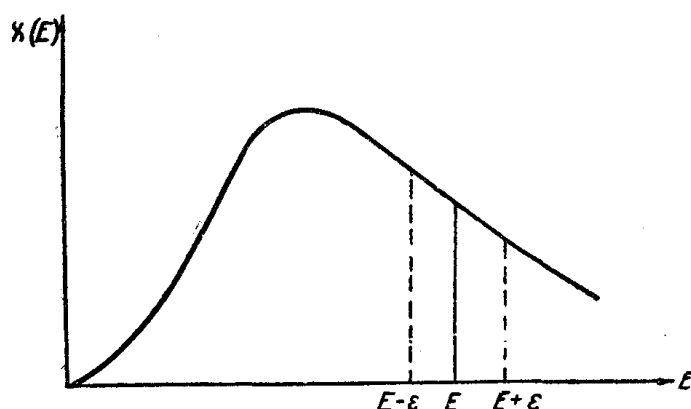


Рис. 4. Функция распределения электронов $\chi(E)$ (схематическое изображение).

При этом заметим, что число электронов проводимости, вообще говоря, меняется со временем, и поэтому выражение $\int_0^{\infty} \chi(E) dE = N$ (где N — плотность электронов проводимости) применяется к некоторому фиксированному моменту времени.

На энергетической оси выберем энергетическую границу и окрестность ее ($E - \epsilon$, $E + \epsilon$). Электроны могут переходить эту границу в результате взаимодействия их с колебаниями решетки и с внешним электрическим полем, а также в результате процесса ударной ионизации и рекомбинации электронов.

Рассмотрим более подробно поток электронов через энергетическую границу E .

А. Переход электронов энергетической границы вследствие взаимодействия их с колебаниями кристаллической решетки

Взаимодействие электронов проводимости с колебаниями кристаллической решетки можно рассматривать как процесс поглощения и испускания электронами фононов. Если электрон, находящийся в энергетической области между $E - \epsilon$ и E , поглощает фонон, энергия которого равна или больше ϵ , то электрон перейдет энергетическую границу E в область больших энергий. С другой стороны, если электрон, находящийся в энергетической области между E и $E + \epsilon$, испускает фонон, энергия которого равна или больше ϵ , то он перейдет энергетическую границу E в область меньших энергий. Предполагая, что вероятность поглощения или испускания электроном фонона слабо зависит от энергии электрона и пренебрегая этой зависимостью, получим для потока электронов через энергетическую границу E выражение, линейно зависящее от $\chi(E)$ и $\frac{d\chi(E)}{dE}$

$$S_{\Phi}(E) = A_1 \chi(E) + B_1 \frac{d\chi(E)}{dE}, \quad (3)$$

где A_1 и B_1 некоторые коэффициенты, а символ Φ означает, что рассчитывается поток $S(E)$ вследствие взаимодействия электронов с фононами.

Б. Переход электронов энергетической границы вследствие действия внешнего электрического поля на электроны

В результате действия электрического поля на электрон его импульс меняется на величину $\Delta \vec{p} = e\vec{F}\tau$, где τ — время между двумя последовательными соударениями электрона. Следовательно, в результате действия электрического поля на электрон будет меняться и энергия электрона. Сделаем допущение, что вследствие небольшой плотности электронов проводимости взаимодействие между электронами слабое, и им можно пренебречь. Тогда зависимость энергии электрона от импульса его можно записать в виде $E = \frac{p^2}{2m}$, т. е. энергия электрона зависит от абсолютного значения импульса $|\vec{p}|$. Но абсолютная величина импульса электрона под действием электрического поля будет или увеличиваться или уменьшаться в зависимости от взаимного расположения направления поля $\vec{F}$ и направления импульса $\vec{p}$, а именно: если угол между направлением поля и направлением импульса будет острый, то абсолютная величина импульса возрастает, возрастает и энергия электрона, т. е. электрон может перейти энергетическую границу E в сторону больших энергий; если же этот угол будет тупой, то абсолютная величина импульса уменьшается, и энергия электрона уменьшается, электрон переходит энергетическую границу в область меньших энергий.

Учитывая это действие электрического поля на электрон, можно вычислить поток электронов через энергетическую границу E в результате действия поля. Тогда найдем выражение, также линейно зависящее от

$$\chi(E) \text{ и } \frac{d\chi(E)}{dE} :$$

$$S_n(E) = A_2 \chi(E) + B_2 \frac{d\chi(E)}{dE}, \quad (4)$$

где A_2 и B_2 — коэффициенты, зависящие от напряженности поля F .

Результирующий поток электронов через энергетическую границу E в результате воздействия на электроны колебаний решетки и внешнего электрического поля есть сумма двух потоков $S(E) = S_{cp}(E) + S_n(E)$ и будет представлять выражение, линейно зависящее от $\chi(E)$ и $\frac{d\chi(E)}{dE}$:

$$S(E) = A \chi(E) + B \frac{d\chi(E)}{dE}. \quad (5)$$

В. Влияние процессов ионизации и рекомбинации на поток электронов

Процесс ионизации и рекомбинации электронов может изменить число электронов, находящихся в энергетической области в окрестности энергетической границы.

Действительно, если электрон проводимости имеет достаточную энергию, то при столкновении со связанным электроном он может вызвать переход связанного электрона из валентной зоны в зону проводимости, тогда число электронов проводимости возрастает. Очевидно, для того чтобы вновь появившийся электрон попал в энергетическую область между E и $E + dE$, ионизирующий электрон должен находиться в энергетической области между $J + 2E$ и $J + 2E + d(2E)$, где J — энергия ионизации связанного электрона, остальная часть энергии электрона поровну распределяется между самим ионизирующим электроном и вновь появившимся электроном. Поскольку оба электрона после ионизации будут иметь энергию в интервале от E до $E + dE$, тогда в энергетической области между E и $E + dE$ в результате подобной ионизации появится два новых электрона.

С другой стороны, электрон, находящийся в энергетической области между E и $E + dE$, при ионизации отдает часть своей энергии и, следовательно, выходит из этой области, в этом случае энергетическая область должна лежать за энергетической границей J , иначе ионизация не произойдет. Таким образом, в процессе ионизации поток электронов через энергетическую границу может увеличиваться и уменьшаться.

Кроме процесса ионизации, одновременно происходит процесс рекомбинации, при котором электроны проводимости переходят в валентную зону; этот процесс будет уменьшать поток электронов через энергетическую границу E .

Это изменение потока определяется соотношением

$$\frac{dS(E)}{dE} = 4w_i \chi(J + 2E) - (w_i + w_r) \chi(E), \quad (6)$$

где w_i — вероятность ионизации, w_r — вероятность рекомбинации.

Если $\frac{dS(E)}{dE} > 0$, это означает возрастание электронов с энергией E

или их мультипликация; если же $\frac{dS(E)}{dE} < 0$, то это означает убывание

электронов проводимости, имеющих энергию E , причем если это убывание электронов идет за счет рекомбинации, то в зоне проводимости происходит уменьшение электронов, если же убывание электронов с энергией E идет за счет ионизации, то это ведет к нарастанию числа электронов в зоне проводимости или их мультипликации. Последнее обстоятельство особенно важно для теории пробоя.

Учитывая как взаимодействие электронов проводимости с колебаниями решетки и с внешним электрическим полем, так и процессы ионизации и рекомбинации, получим два уравнения, связывающие между собой функцию распределения $\chi(E)$ и поток электронов $S(E)$, а именно:

$$S(E) = \int_E^{\infty} (\omega_i + \omega_r) \chi(E') dE' - 4 \int_E^{\infty} \omega_i \chi(J + 2E') dE'; \quad (7)$$

$$\chi(E) = \frac{3m}{2E} \int_E^{\infty} \frac{S(E') dE'}{\tau e^2 (F^2 + H^2)} \cdot \exp \left\{ \int_E^{E'} \frac{dE''}{E''} \cdot \frac{3G^2 - 2H^2 - 3F^2}{2(H^2 + F^2)} \right\}, \quad (8)$$

где E — произвольная энергетическая граница;
 τ — время между двумя последовательными соударениями электрона;
 F — напряженность внешнего электрического поля;
 G — равновесная напряженность поля;
 H — некоторая вычислительная величина;
 ω_i — вероятность ионизации электрона;
 ω_r — вероятность рекомбинации электрона;
 J — энергия ионизации;
 m и e — масса и заряд электрона.

Рассматривая выражение (8) для $\chi(E)$, мы видим, что в первом приближении функция $\chi(E)$ определяется экспоненциальным членом, величина которого существенно зависит от функции $G(E)$.

Качественное поведение функции $\chi(E)$ можно получить при рассмотрении функции $G(E)$ -равновесной напряженности поля. Пусть к диэлектрику приложено внешнее электрическое поле, напряженность которого F меньше максимальной равновесной напряженности поля (рис. 5), тогда электроны с энергией E_1 , при которой напряженность поля равна равновесной напряженности, не меняют свою энергию. Более медленные электроны ускоряются полем, переходя в окрестность точки E_1 энергетического пространства. Электроны с энергией в интервале от E_1 до E_2 будут сильнее тормозиться колебаниями решетки, чем ускоряться внешним полем, и поэтому также переходят в окрестность точки E_1 энергетического пространства. Электроны с энергией большей E_2 вновь ускоряются полем и при достижении энергии J становятся способными производить ударную ионизацию. Таким образом, в окрестности точки E_1 мы будем иметь максимум функции $\chi(E)$ и резкое снижение ее при значениях энергии больших энергии ионизации J . Графически поведение функции $\chi(E)$ изображено на рис. 6.

Из уравнения (7) легко найти приближенные значения для $S(E)$, при условии, что для $E > J$ $\omega_r \ll \omega_i$:

$$S(E) = S(J) - S(J + 2E) + \int_E^{\infty} \omega_r \chi(E') dE' \quad \text{для } E \leq J \quad (7')$$

$$S(E) = S(J) \cdot \exp \left\{ - \sqrt{\frac{3m\omega_i}{2J\tau}} \frac{E - J}{eF} \right\}. \quad (7'')$$

Графически функция $S(E)$ изображена на рис. 7.

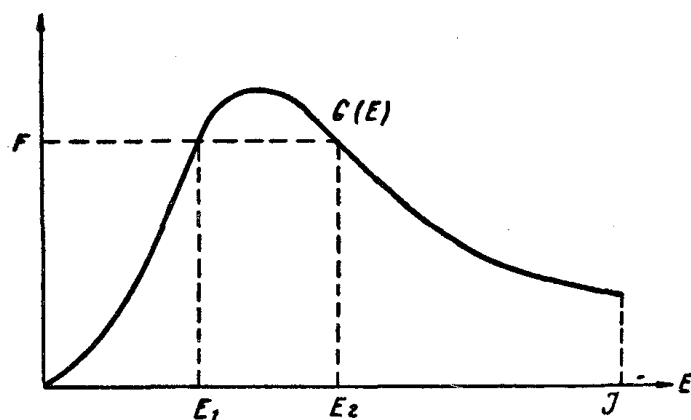


Рис. 5. Действие внешнего поля на электроны проводимости. F — напряженность внешнего электрического поля, $G(E)$ — равновесная напряженность поля. (Электроны с энергией $0 < E < E_1$, и $E > E_2$ ускоряются, а электроны с энергией $E_1 < E < E_2$ тормозятся).

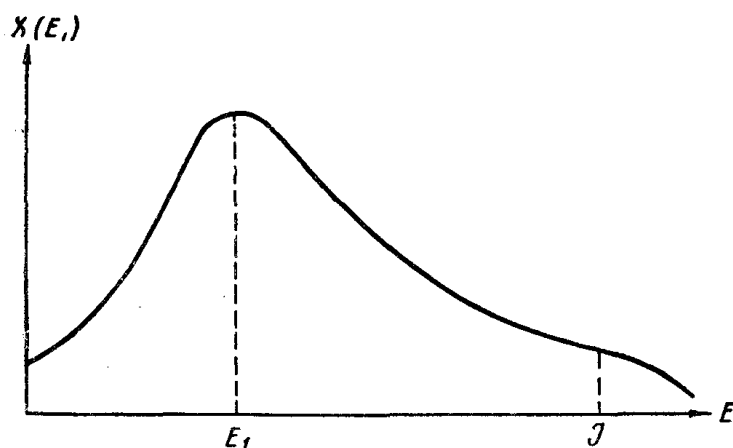


Рис. 6. Функция распределения электронов $\chi(E)$.

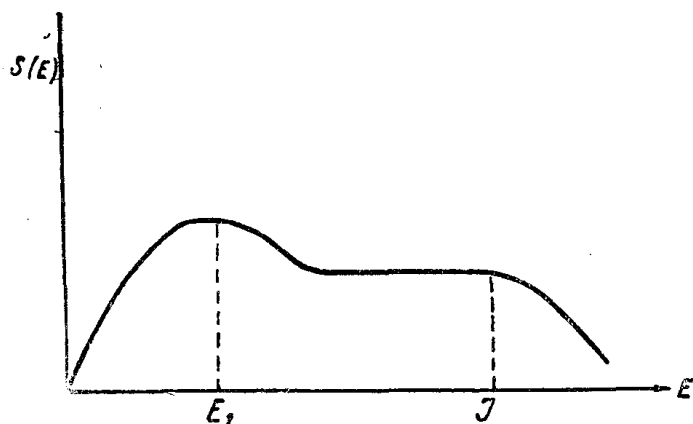


Рис. 7. Поток электронов $S(E)$ в энергетическом пространстве.

Как уже указывалось, возрастание функции $S(E)$ означает возрастание числа электронов проводимости, а спад функции $S(E)$ означает уменьшение электронов проводимости. Из графика видно, что имеется два спада $S(E)$: в окрестности E_1 и для $E > J$. Поскольку мы считаем, что для $E < J$ $w_i = 0$, а для $E > J$ $w_i \approx 0$, следовательно, спад в окрестности E_1 означает уменьшение электронов проводимости за счет рекомбинации электронов, а спад для $E > J$ означает уменьшение электронов проводимости в этой области за счет ионизации. Но ударная ионизация ведет к мультипликации электронов в области меньших энергий (чем и объясняется возрастание $S(E)$ в области малых энергий). Для теорий пробоя важную роль играет именно спад кривой в области $E > J$, ибо крутизна этого спада и обуславливает интенсивность мультипликации электронов. Уменьшение $S(E)$ в области $E > J$ идет по экспоненциальному закону (7"), причем выражение, стоящее в показателе сложным образом зависит от напряженности поля F . Поэтому крутизна кривой будет зависеть от напряженности поля, а следовательно, и интенсивность мультипликации зависит от напряженности поля.

Таким образом, исследование изменения состояния электронов привело к вопросу о мультипликации электронов.

Стационарное распределение и мультипликации электронов проводимости

Допустим, что у нас имеется твердый диэлектрик, в котором, наряду с валентной зоной и зоной проводимости, имеется еще f -локальных уровней (или f -зона), обусловленных нарушениями в кристаллической структуре решетки (отсутствие ионов в узлах решетки или наличие посторонних примесей). Схематически мы можем изобразить расположение зон в виде, указанном на рис. 8.

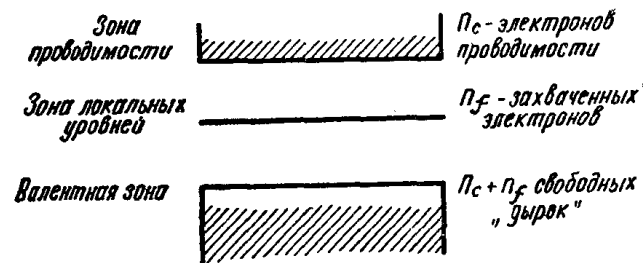


Рис. 8. Распределение электронов в твердом диэлектрике по отдельным энергетическим зонам.

Пусть в единице объема имеется N электронов. Из них N_e находится в зоне проводимости, N_f находится в f -зоне, а в валентной зоне имеется $N_e + N_f$ незанятых уровней или „дырок“.

Обычно вместо абсолютного числа электронов берут относительную плотность, принимая плотность всех электронов за единицу. Тогда в зоне

проводимости плотность электронов будет $n_e = \frac{N_e}{N}$, f -зоне плотность

электронов равна $n_f = \frac{N_f}{N}$, а в валентной зоне плотность „дырок“ будет

$$n_e + n_f = \frac{N_e + N_f}{N}.$$

Переход электронов из одной зоны в другую происходит под действием различных причин, а именно:

1) ударная ионизация может перевести электрон из валентной зоны в зону проводимости. Переход электронов из f -зоны в зону проводимости пренебрежимо мал из-за малости электронов в f -зоне, и поэтому этим процессом пренебрегаем;

2) тепловые колебания могут перевести электрон из валентной зоны в f -зону или зону проводимости, а также из f -зоны в зону проводимости;

3) внешнее электрическое поле в результате внутренней холодной эмиссии может перевести электрон из валентной зоны или f -зоны в зону проводимости; переход электрона из валентной зоны в f -зону посредством холодной эмиссии также мал из-за малости свободных мест в f -зоне;

4) внешнее излучение может перевести электрон из валентной зоны в зону проводимости; переход электронов из f -зоны в зону проводимости и из валентной зоны в f -зону мал, так как в первом случае мало число электронов n_f , а во втором случае мало свободных мест $f - n_f$, поэтому этими переходами пренебрегаем;

5) спонтанная рекомбинация или процесс захвата может перевести электрон из зоны проводимости в f -зону и валентную зону, а также из f -зоны в валентную зону.

Все эти перечисленные процессы могут изменить плотность электронов в зоне проводимости и в f -зоне, а следовательно, и плотность „дырок“ в валентной зоне. Поэтому, учитывая принцип запрета Паули, можно записать для изменения плотности электронов в зоне проводимости и f -зоне следующие уравнения:

$$\frac{dn_e}{dt} = n_e w_i + w_{ve} + n_f w_{fe} - n_e (n_e + n_f) w_{ev} - n_e (f - n_f) w_{ef}; \quad (9)$$

$$\frac{dn_f}{dt} = (f - n_f) w_{vf} + n_e (f - n_f) w_{ef} - n_f (n_e + n_f) w_{fv} - n_f w_{fe}, \quad (10)$$

где: w_{ik} — вероятность перехода из i -ой зоны в k -ую зону.

Здесь учтено, что n_e и n_f мало по сравнению с единицей и, следовательно, число свободных мест в зоне проводимости и число занятых мест в валентной зоне близко к единице.

Эта система уравнений позволяет определить плотность электронов в зоне проводимости как функцию времени $n_e = f(t)$.

Следует отметить, что для чисто электрического пробоя твердых диэлектриков решающую роль в переходе электронов из одной зоны в другую играют лишь процессы ударной ионизации, внутренней холодной эмиссии и спонтанной рекомбинации. Они и учитываются при вычислении вероятностей переходов. Переходы электронов под действием тепловых колебаний решетки и внешнего излучения для чисто электрического пробоя имеют второстепенное значение, и ими обычно пренебрегают.

В отсутствии внешнего электрического поля плотность электронов в зоне проводимости очень мала. Поэтому при наложении внешнего электрического поля в начальный момент времени процессы ударной ионизации и внутренней холодной эмиссии будут преобладать над процессом спонтанной рекомбинации. Происходит возрастание плотности электронов в зоне проводимости (мультипликация электронов).

По мере увеличения плотности электронов проводимости возрастает спонтанная рекомбинация электронов. Наконец, может наступить стационарное состояние, когда мультипликация электронов компенсируется рекомбинацией их, поэтому плотность электронов в зоне проводимости

и f -зоне становится постоянной. Мы будем обозначать стационарное распределение в виде: $n_e(\infty)$ и $n_f(\infty)$.

При вычислении мультипликации электронов следует отдельно рассматривать начальную стадию ее и конечную стадию мультипликации, когда устанавливается стационарное распределение электронов. При этом получаются существенно различные результаты для случая чистой ударной ионизации и для случая чистой внутренней холодной эмиссии. Так, в начальной стадии при чистой ударной ионизации рост электронов проводимости с течением времени идет по экспоненциальному закону, а при чистой внутренней холодной эмиссии рост электронов проводимости имеет линейную зависимость от времени. В конечной стадии, как уже указывалось, распределение становится стационарным и величины n_e и n_f становятся равными $n_e(\infty)$ и $n_f(\infty)$.

Графически этот процесс роста электронов проводимости представлен на рис. 9.

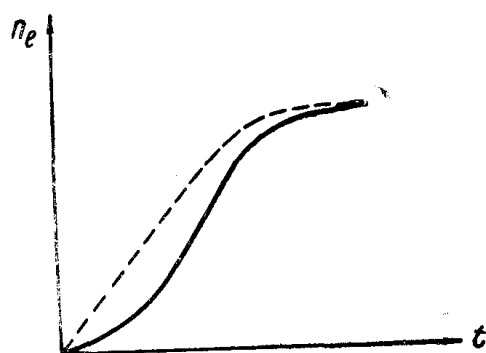


Рис. 9. Схематический ход мультипликации электронов проводимости.

— для случая чистой ударной ионизации,
 для случая чистой внутренней холодной эмиссии.

Изменение термического состояния диэлектрика

Как уже указывалось выше, для решения вопроса об условиях пробоя твердого диэлектрика необходимо определить, как под действием электрического тока меняется тепловое состояние диэлектрика с течением времени.

Если в некоторый начальный момент времени включить достаточно сильное электрическое поле, тогда наступает мультипликация электронов проводимости, вследствие чего возрастает сила тока в диэлектрике.

Плотность тока определяется соотношением:

$$j = e N_e b F, \quad (11)$$

где N_e — число электронов проводимости в единице объема,
 b — подвижность электронов,
 F — напряженность поля.

В нашем случае число электронов проводимости определяется через относительную плотность, а именно, так как $N = \frac{\nu}{\Omega_0}$ (где ν — число электронов, приходящихся на элементарную ячейку решетки, Ω_0 — объем элементарной ячейки), тогда $N_e = n_e \cdot \frac{\nu}{\Omega_0}$, поэтому плотность тока можно записать в виде

$$j = e n_e \cdot \frac{\nu}{\Omega_0} b F, \quad (12)$$

т. е. плотность тока пропорциональна n_e . Поэтому нарастание плотности

тока со временем определяется нарастанием плотности электронов проводимости (рис. 9)¹⁾.

Таким образом, в начальный момент будем иметь ток, усиливающийся или по экспоненциальному закону (в случае чистой ударной ионизации), или по линейному закону (в случае внутренней холодной эмиссии). Усиливающийся электрический ток будет повышать температуру диэлектрика по отношению к температуре окружающей среды. По мере роста температуры диэлектрика будет расти также и теплоотдача в окружающую среду. Возможно, что в этом случае наступит тепловое равновесие, когда вследствие сильной рекомбинации электронов мультипликация электронов проводимости прекратится, рост тока также прекратится и вся выделяемая током энергия через теплоотдачу будет уходить в окружающую среду.

Если же имеется достаточно сильный ток, то температура диэлектрика может достигнуть температуры плавления, когда наступает сильный ионный ток и материал разрушается (происходит пробой). Эту температуру будем называть критической $T_{кр}$.

Вопрос о повышении температуры диэлектрика решается следующим образом.

Если через $L(t)$ обозначить мощность, выделяемую электрическим током в единице объема диэлектрика, $Q(T)$ — количество энергии, отдаваемой в окружающую среду единицей объема диэлектрика в 1 сек, $\rho \times \frac{dT}{dt}$ — количество тепла, идущего на нагревание единицы объема диэлектрика в 1 сек (ρ — плотность вещества, $\times$ — удельная теплоемкость его), тогда на основании закона сохранения энергии можно записать следующее соотношение:

$$L(t) = Q(T) + \rho \times \frac{dT}{dt}$$

или

$$\rho \times \frac{dT}{dt} = L(t) - Q(T); \quad (13)$$

мощность, выделяемая током, определяется соотношением:

$$L(t) \equiv jF = en_e \frac{\nu}{\Omega_0} b F^2. \quad (14)$$

Для начального момента времени можно считать $Q(T) = 0$, поскольку разность температур диэлектрика и окружающей среды незначительная. Тогда из (13) и (14) имеем:

$$T - T_0 = \int_0^t \frac{L(t') dt'}{\rho \times} = \frac{e \nu b}{\rho \times \Omega_0} F^2 \int_0^t n_e dt'. \quad (15)$$

Следовательно, нарастание температуры в начальный момент определяется нарастанием n_e в это же время.

$$T - T_0 \sim \int_0^t n_e dt. \text{ Поскольку для случая чистой ударной ионизации } n_e$$

¹⁾ Следует отметить, что при вычислении плотности тока, наряду с электронами проводимости, необходимо учесть „дырки“ в валентной зоне, которые в электрическом поле ведут себя подобно электронам проводимости и для которых можно получить выражение плотности тока, аналогичное выражению (12), но вместо n_e следует взять $n_e + n_f$. Результирующая плотность тока определяется в этом случае суммой этих двух плотностей тока.

меняется по экспоненциальному закону, следовательно, для этого случая нарастание температуры в начальный момент будет происходить также по экспоненциальному закону. Для случая чистой внутренней холодной эмиссии в начальный момент n_e меняется по линейному закону, поэтому нарастание температуры будет происходить по квадратичному закону.

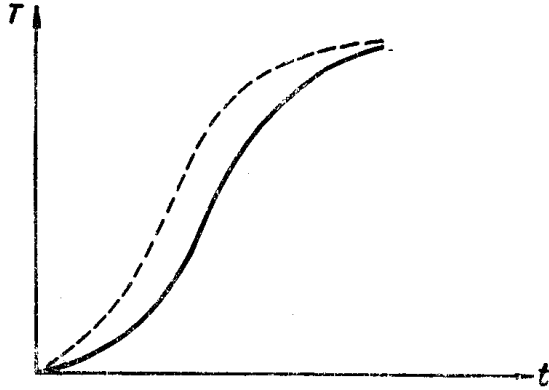


Рис. 10. График нарастания температуры диэлектрика.

— для случая чистой ударной ионизации (в начальный момент—экспоненциальный ход нарастания),
 - - - для случая чистой внутренней холодной эмиссии (в начальный момент—квадратичный ход нарастания)

По мере того, как происходит мультипликация электронов, количество их в зоне проводимости нарастает и достигает некоторого стационарного значения $n_e(\infty)$. Если для этого момента пренебречь величиной теплоотдачи $Q(T)$ (что можно сделать, если процесс установления стационарного

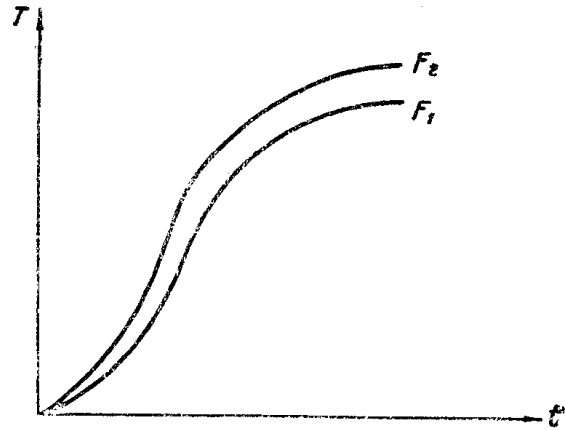


Рис. 11. График зависимости нарастания температуры диэлектрика от напряженности внешнего поля $F_2 > F_1$.

тока происходит настолько быстро, что диэлектрик не успеет нагреться) тогда нарастание температуры будет идти по линейному закону, так как из (15) имеем

$$T - T_0 = \frac{e \nu b}{\rho \times \Omega_0} F^2 \int_0^t n_e(\infty) dt' = \frac{e \nu b}{\rho \times \Omega_0} F^2 n_e(\infty) t, \quad (16)$$

наконец, когда наступает тепловое равновесие и $dT=0$, получаем $L(\infty)=Q(T)$, т. е. температура делается постоянной и будет определяться соотношением:

$$\frac{e \nu b}{\Omega_0} F^2 n_e(\infty) = Q(T). \quad (17)$$

Ход нарастания температуры изображен на рис. 10. Нарастание температуры будет зависеть и от напряженности внешнего электрического поля $T - T_0 \sim F^2$. Поэтому с повышением напряженности поля нарастание температуры будет происходить сильнее, и конечная стационарная температура будет выше. Это можно видеть из схематического чертежа на рис. 11.

Условия пробоя

Выше указывалось, что пробой происходит тогда, когда материал не может находиться в устойчивом состоянии и начинает плавиться или превращаться в полупроводник. Такое изменение происходит при определенной критической температуре $T_{кр}$. Следовательно, необходимым условием для наступления пробоя является

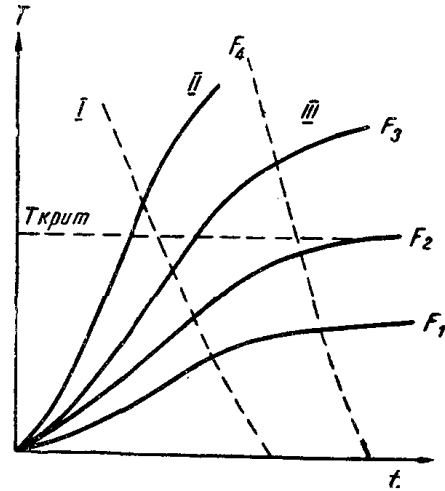
$$T(t) = T_{кр}. \quad (16)$$

В предыдущем разделе мы нашли, как меняется температура диэлектрика с течением времени для различных напряженностей поля. Рассмотрим случай для 4 полей, изображенный на рис. 12.

Из графика можно сделать следующие выводы:

- 1) при напряженности электрического поля F_1 температура диэлектрика не достигает критического значения $T_{кр}$ и поэтому пробой не наступает;
- 2) при напряженности поля F_2 температура диэлектрика достигает критического значения $T_{кр}$ через продолжительное время и, следовательно, пробой может наступить только после длительного ожидания;

Рис. 12. График нарастания температуры для различных стадий процесса: I — начальная стадия, II — средняя стадия, III — конечная стадия ($F_1 < F_2 < F_3 < F_4$).



- 3) при напряженности поля F_3 температура диэлектрика достигает критического значения $T_{кр}$ в средней стадии, когда имеем стационарный ток. Следовательно, пробой наступает при установлении стационарного распределения электронов проводимости, хотя конечная температура еще не наступила;
- 4) при напряженности поля F_4 температура диэлектрика достигает критического значения $T_{кр}$ в начальной стадии, когда происходит мультипликация электронов проводимости.

Пользуясь соотношением (13), можно найти значения для F_2 , F_3 и F_4 :

- 1) для F_2 , когда имеет место $L(\infty) = Q(T_{кр})$, т. е.

$$\frac{e \nu b}{\Omega_0} F^2 n_e(\infty) = Q(T_{кр}), \quad \text{а отсюда}$$

$$F_2 = \sqrt{\frac{\Omega_0 Q(T_{кр})}{e \nu b n_e(\infty)}}; \quad (18)$$

- 2) для F_3 , когда наступает стационарный ток:

$$\frac{e \nu b}{\rho \kappa \Omega_0} F^2 n_e(\infty) t = T_{кр} - T_0,$$

а отсюда

$$F_3 = \sqrt{\frac{\rho \times \Omega_0 (T_{кр} - T_0)}{e \nu b n_e(\infty) t}}; \quad (19)$$

3) для F_4 , когда происходит мультипликация электронов:

$$\frac{e \nu b}{\rho \times \Omega_0} F^2 \int_0^t n_e dt' = T_{кр} - T_0$$

или

$$F_4 = \sqrt{\frac{\rho \times \Omega (T_{кр} - T_0)}{e \nu b \int_0^t n_e dt'}}. \quad (20)$$

Первый случай практически не наблюдается, так как для получения пробоя при F_2 необходимо бесконечно длительное время наблюдения.

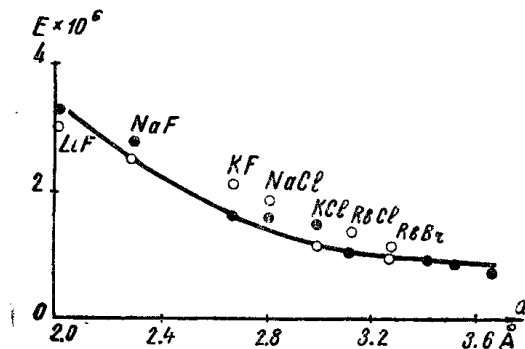


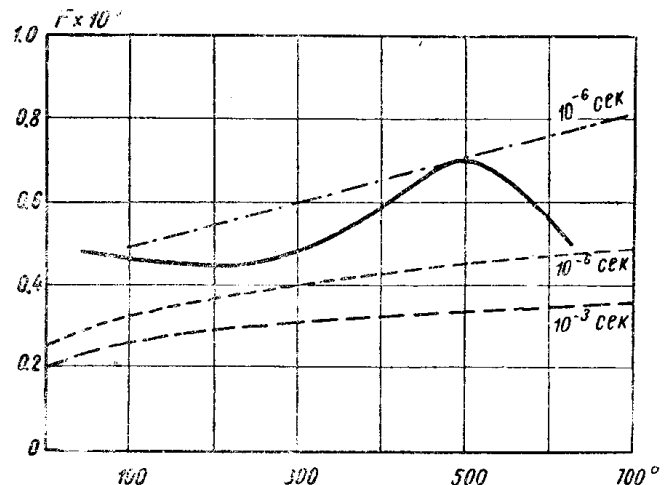
Рис. 13. Зависимость напряженности поля пробоя от постоянной решетки для щелочно-галогидных кристаллов.

○ — экспериментальные значения по Хиппелю
● — теоретические расчеты Франца.

Что касается второго случая (пробой при наступлении стационарного тока в диэлектрике), то из-за теплового действия нельзя наблюдать чисто электрический пробой.

Рис. 14. Температурная зависимость напряженности поля пробоя для КВг.

— экспериментальные данные по Хиппелю и Алджеру,
— теоретические расчеты Франца.



Поэтому интерес представляет только последний случай, когда пробой происходит в начальной стадии при наличии мультипликации электронов.

В формулах, полученных Францем, напряженность пробоя зависит (слабо) от температуры диэлектрика и от постоянной решетки ($\Omega_0 = a^3$).

Сравнение с экспериментальными данными хорошо согласуется с теоретическими расчетами Франца (рис. 13 и 14).

Таким образом, рассмотренная теория электрического пробоя твердых диэлектриков не ограничивается рассмотрением начальной стадии пробоя, а детально исследует весь процесс пробоя вплоть до момента разрушения кристаллической решетки.

Эта теория не может претендовать на полноту, так как она не объясняет зависимости напряжения пробоя от кристаллографического направления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hippel, A.: *Frg. exakt. Naturwiss.* **14**, 79, 1935.
2. Fröhlich, H.: *Proc. Roy. Soc. (Lond) A* **160**, 230, 1937.
Fröhlich, H.: *Proc. Roy. Soc. (Lond) A* **172**, 94, 1939.
3. Zener, Cl.: *Proc. Roy. Soc. (Lond) A* **145**, 523, 1934.
4. Franz, W.: *Erg. exakt. Naturwss.* **27**, 1, 1953.
5. Franz, W.: *Z. angew. Physik.* **3**, 72, 1952.
6. Franz, W.: *Z. Physik* **132**, 285, 1952.

Новосибирск, Западно-Сибирский
филиал АН СССР.
