

95

© 1991 г.

## ВОЛНА ИОНИЗАЦИИ В ДИЭЛЕКТРИКЕ

В. В. Катин, Ю. В. Мартыненко, Ю. Н. Явлинский

Рассмотрена волна ионизации в диэлектрике. Если температура электронов меньше ширины запрещенной зоны, то искажение функции распределения на границе области возбуждения приводит к возникновению низкотемпературной волны ионизации.

При выделении большой плотности энергии в электронной подсистеме твердого тела за малые времена возможен разогрев электронов до температур  $T$ , сравнимых с величиной ширины запрещенной зоны  $G$ . Это происходит, например, когда энергия передается непосредственно электронам при облучении быстрыми тяжелыми заряженными частицами [1, 2], или при нейтрализации медленных многозарядных ионов [3].

В предлагаемой работе показано, что наиболее важный конечный этап релаксации области возбуждения определяется распространением низкотемпературной волны ионизации, которая реализуется, когда температура электронов становится меньше ширины запрещенной зоны  $T < G$ . Скорость такой волны экспоненциально падает при уменьшении  $T$  и  $\sim \exp(-3G/2T)$ , при некоторой температуре волна «останавливается» и вся энергия возбужденных электронов передается кристаллической решетке. Таким образом, размер и температура области разогретой решетки определяются конечной стадией распространения волны ионизации. В возбужденном диэлектрике за время  $\sim 10^{-15}$  с устанавливается ионизационное и термодинамическое равновесие в электронной подсистеме [1], а ионы остаются холодными в течение  $\sim 10^{-12}$  с (характерного времени передачи энергии электронов решетке). Первоначальная температура электронов при возбуждении диэлектриков быстрыми ( $v > 10^9$  см/с) тяжелыми ионами обычно существенно превышает  $G$ , а средний заряд ионов решетки достигает  $z=3-4$ . Поскольку ниже будет исследована в основном конечная стадия релаксации области возбуждения при  $T < G$ , то начальные параметры этой области практически не влияют на конечный результат.

В металлах остывание горячей области происходит вследствие электронной теплопроводности. В диэлектриках вне области возбуждения свободные электроны отсутствуют, поэтому на ее границе образуется двойной слой шириной  $\sim d$  ( $d$  — длина Дебая), электрическое поле которого препятствует уходу электронов. Поэтому ионизация атомов решетки электронным ударом может происходить лишь на границе области возбуждения. Движение ионизационного фронта приводит к возникновению волны ионизации [4].

Пока температура электронов превышает ширину запрещенной зоны диэлектрика  $T > G$ , ширина фронта волны  $l$  определяется расстоянием, на которое электроны могут продиффундировать из горячей области за время ионизации. При этом ширина фронта больше длины пробега электронов  $\lambda_{e-}$ , волна ионизации имеет диффузионный характер. Скорость волны равна  $2(D/\tau_i)^{1/2}$ , где  $D$  — коэффициент диффузии электронов,  $\tau_i$  — среднее время ионизации электронным ударом [4].

По мере снижения температуры электронов происходит перестройка структуры волны, при  $T < G$  процесс ионизации на границе возбужденной области

может осуществляться только быстрыми электронами из «хвоста» функции распределения. Быстрые электроны с энергией  $\epsilon > G$  участвуют в ионизации на границе, а восполняются в результате диффузии электронов по энергии и в координатном пространстве из глубины области возбуждения. Конкуренция этих процессов и определяет функцию распределения, которая зависит также от пространственной координаты  $\xi$ , отсчитываемой от фронта волны. При  $T \gg G$ , когда фронт волны ионизации шире, чем длина, на которой происходит перестройка функции распределения, последняя мало отличается от максвелловской. Когда температура электронов становится меньше ширины запрещенной зоны, функция распределения на границе обеднена быстрыми электронами. Как будет показано ниже, при максвелловской функции распределения  $f(\epsilon)$  волнового решения нет. Более быстрое убывание  $f(\epsilon)$  с ростом  $\epsilon$  определяет существование волны ионизации.

Время ионизации  $\tau_i$ , вычисленное по этой функции распределения, увеличивается при удалении от центра горячей области  $\partial\tau_i/\partial\xi > 0$ . Такая зависимость  $\tau_i(\xi)$  приводит к замедлению ионизации на фронте диффузионной волны и соответственно уменьшению скорости продвижения области малой электронной плотности. Фронт волны становится круче, когда его ширина уменьшится до величины  $\lambda_{ee}$ , диффузионная волна перейдет в низкотемпературную волну ионизации с шириной фронта  $l \sim d$  и скоростью  $u \sim d/\tau_i$ .

Кинетическое уравнение для  $f(\epsilon)$  с интегралом столкновений, записанным в  $\tau$ -приближении, имеет вид

$$\frac{\partial f(t, \xi)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 f(\epsilon, \xi)}{\partial \xi^2} + \frac{f_0(\epsilon) - f(\epsilon, \xi)}{\tau(\epsilon)}, \quad (1)$$

где  $\tau(\epsilon) = \epsilon^2/D_\epsilon$ ,  $D_\epsilon \simeq T^2/\tau_{ee}$  — коэффициент диффузии электронов в энергетическом пространстве,  $\tau_{ee}$  — время электрон-электронных столкновений,  $f_0(\epsilon)$  — максвелловская функция распределения.

Временная производная в (1) пропорциональна  $\tau_i^{-1}$ , диффузионный член в координатном пространстве  $\lambda_{ee}^2/d^2\tau_{ee}$ , а член столкновений  $\sim T^2/\epsilon^2\tau_{ee}$ . Поскольку  $\tau_i \gg \tau_{ee}$ ,  $\lambda_{ee} \gg d$ , то функция распределения слабо зависит от  $t$  и процесс можно считать квазистационарным  $\partial f/\partial t = 0$ . Физически это означает, что деформация  $f(\epsilon, \xi)$  происходит на фронте очень медленно движущейся волны ионизации. Поэтому уравнение (1) должно быть дополнено лишь граничными условиями

$$f(\epsilon, \xi)|_{\xi \rightarrow -\infty} = f_0(\epsilon), \quad -D\partial f(\epsilon, \xi)/\partial \xi|_{\xi=0} = f(\epsilon, \xi)l/2\tau_i(\epsilon), \quad (2), (3)$$

где  $l$  — ширина фронта волны,  $l \sim d$ .

Условие (3) отражает равенство потока электронов с энергией  $\epsilon$  во фронт волны и убывание частиц в области ионизации. Решение системы (1)–(3) дает выражение для функции распределения электронов на фронте волны

$$|f(\epsilon, 0) = e^{-\epsilon l/T} (1 + l\epsilon/\tau_i(\epsilon) \sqrt{4DD_\epsilon})^{-1}. \quad (4)$$

Поскольку ширина фронта волны  $l \sim d \ll \lambda_{ee}$ , то электрон-электронными столкновениями на границе горячей области можно пренебречь. Тогда зависимость плотности электронов  $n(\varphi)$  определяется отражением частиц от потенциального барьера  $\varphi$  (в энергетических единицах) на границе плазмы

$$n(\varphi) = \frac{\int_{\varphi}^{\infty} \frac{d\epsilon_{\parallel}}{\sqrt{\epsilon_{\parallel}}} \left[ \int_0^{\infty} d\epsilon_{\perp} f(\epsilon_{\parallel} + \epsilon_{\perp}, 0) \right]}{2 \int_0^{\infty} d\epsilon \sqrt{\epsilon} f_0(\epsilon, 0)}, \quad (5)$$

значки  $\parallel$  и  $\perp$  означают параллельную и перпендикулярную составляющие энергии.

В приближении непрерывного распределения плотности атомов и электронов процесс расширения возбужденной области в результате ионизации на границе описывается системой уравнений

$$dN/dt = n(1 - N)/\tau_i, \quad (6)$$

$$\Delta\varphi = 4\pi e^2 N_0 (n - N), \quad (7)$$

которая должна решаться вместе с (5). В (6) и (7)  $n$  и  $N$  — концентрация электронов и атомов соответственно, нормированные на концентрацию атомов среды  $N_0$ , ионы однократно ионизованы. Когда размер области возбуждения превышает ширину фронта волны, можно рассматривать плоскую одномерную задачу. Электронная температура  $T$  и время ионизации  $\tau_i$  меняются адиабатически медленно.

Аналитическое решение системы (5)—(7) получить не удалось, однако небольшое число параметров, определяющих продвижение ионизационного фронта, позволило провести численное интегрирование. Для получения численных результатов необходимо вычислить функцию  $n(\varphi)$  в удобном для пред-

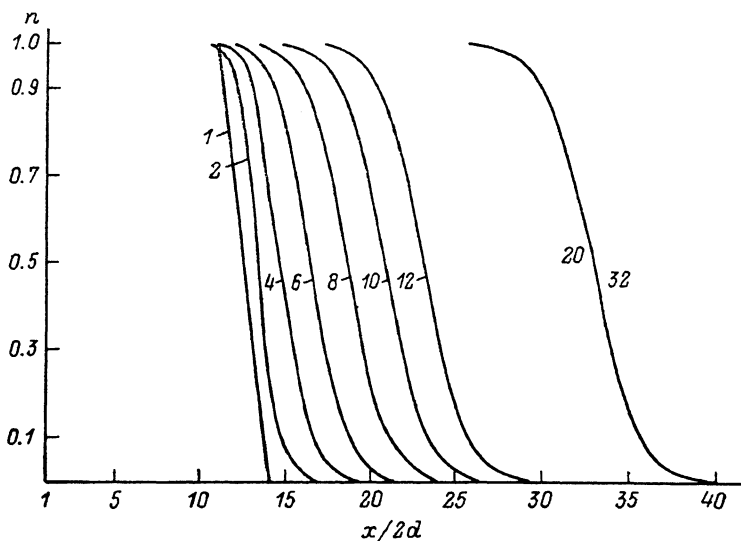


Рис. 1. Эволюция профиля электронной плотности.

Цифрами обозначено время с начала движения волны в единицах  $\tau_i$ .

ставления в ЭВМ виде, определить согласованные между собой уравнением Пуассона начальные профили атомной и электронной плотности и вычислять изменение плотности электронов по заданной малой вариации координатной зависимости атомной плотности. Решение системы уравнений (5)—(7) существенным образом определяется видом функции  $n(\varphi)$  (5). Незвестным параметром функции распределения (4) является ширина фронта волны  $l$ , поэтому для его нахождения необходимо решать самосогласованную задачу, например, методом «стрельбы».

В результате численного интегрирования системы (6), (7) было получено волновое решение  $N(\xi, t) = N(\xi - ut)$ , где  $u$  — скорость волны (рис. 1), причем скорость  $u_* = u\tau_i/d$  является функцией двух параметров  $u_* = u_*(G/T, G)$  (рис. 2). Время установления стационарного профиля ионной (электронной) плотности составляет величину  $(7-8)\tau_i$  и практически не зависит от начальных условий.

Величина скорости  $u_*$  растет с увеличением  $G/T$  (рис. 2), поскольку ионизация осуществляется электронами с энергией, превышающей ширину запрещенной зоны. Характерным масштабом энергии является  $T$ , поэтому при увеличении  $G/T$  функция  $n(\varphi)$  становится более пологой с ростом  $\varphi$ , пробег электронов до акта ионизации увеличивается, а значит, и растет скорость волны. Слабая зависимость  $u(G)$  объясняется тем, что учет ионизации приводит к резкому убыванию функции распределения электронов при  $\epsilon > G$ . В области, где потенциал  $\varphi > G$ , электронов мало, акты ионизации происходят редко и вид функции распределения  $f(\epsilon)$  не оказывает существенного влияния на форму и скорость волны. При  $1 \leq G \leq 10$  эВ,  $1 \leq G/T \leq 10$  величина скорости волны

может быть аппроксимирована простой формулой

$$u \cong 2.7 (d/\tau_i) (G/T)^{1/2}, \quad (8)$$

максимальное отклонение которой от семейства кривых  $u = u_*(G/T, G) d/\tau_i$  составляет при  $3 \leq G \leq 10$  эВ всего  $\sim 10\%$ . Скорость расширения плазменного образования (8) убывает с уменьшением температуры электронов  $T$  ввиду быстрого роста времени ионизации  $\tau_i$ .

Ширина фронта  $l$  низкотемпературной волны ионизации по порядку величины равна  $l \sim u\tau_i = u_*d$ . Численно полученная зависимость  $l$  может быть аппроксимирована простой формулой

$$l \cong 6.5d (G/T)^{1/2}. \quad (9)$$

Скорость ионизационной волны существующим образом зависит от величины времени ионизации  $\tau_i$ , которая должна вычисляться с учетом деформации функции распределения электронов по энергиям. Функция  $f(\epsilon, 0)$  в свою очередь зависит от размеров области, в которой идет интенсивная ионизация, т. е. от ширины фронта волны  $l$ . Используя универсальную формулу [5] для зависимости  $\tau_i(\epsilon)$ , а также аппроксимацию (9) для расчета  $f(\epsilon, 0)$ , можно получить

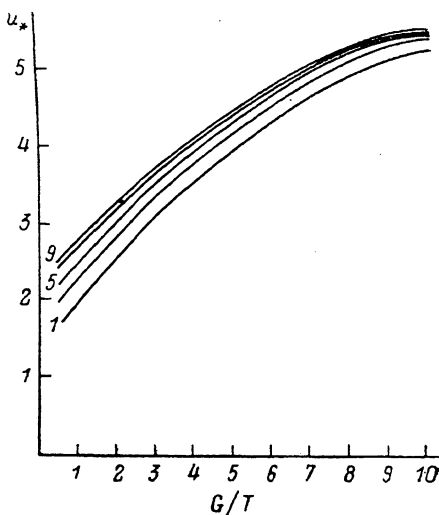


Рис. 2. Скорость волны ионизации  $u_* = ud/\tau_i$  как функция отношения  $G/T$ .

Цифрами обозначена ширина запрещенной зоны диэлектрика в эВ.

$$\tau_i^{-1} \cong 0.15 (n(T)/N_0) (2G/m)^{1/2} (T/G)^{1/2} e^{-G/T}/d. \quad (10)$$

Тогда выражение для скорости волны примет вид

$$u \cong 0.4 (n(T)/N_0) (2G/m)^{1/2} (T/G)^{1/2} e^{G/T}, \quad (11)$$

откуда следует, что скорость  $u$  экспоненциально падает при уменьшении температуры  $T$  и в пределе малых  $T$  ( $T \ll G$ )  $u \sim \exp(-3G/2T)$ .

Механизм волнового распространения границы области возбуждения имеет место в случае, когда электроны можно считать квазисвободными, а дырки имеют большую эффективную массу и амбиполярным движением можно пренебречь. Имеющиеся в литературе значения эффективных масс получены в экспериментах по электропроводности и фотопроводимости диэлектриков и полупроводников при низких уровнях возбуждения электронов и дырок, их энергия составляет доли электрон-вольта. В ситуациях, характерных для возбуждения твердого тела многозарядными ионами, электронная температура даже в конце волнового процесса составляет несколько эВ. Поэтому эффективная масса электронов близка к массе свободного электрона, а дырки с высоким уровнем возбуждения (находясь в узких зонах, соответствующих внутренним электронным оболочкам) имеют эффективную массу, существенно превышающую электронную.

Система уравнений (6), (7) с равновесной функцией  $n \sim \exp(-\varphi/T)$  не имеет волнового решения, происходит диффузионное расплывание даже первоначально крутого профиля ионов (электронов). Однако при более резкой зависимости  $n(\varphi)$ , когда вдали от области ионизации электронов мало, имеет место низкотемпературная волна ионизации. В случае модельного распределения  $n = 1 - \varphi/G$ , что соответствует отсутствию быстрых электронов с энергией  $\epsilon > G$ , решение системы (6), (7) описывает волну со скоростью  $u = (3\sqrt{3}/2) (G/T)^{1/2} (d/\tau_i)$ , близкой к полученной численно.

Таким образом, волна рассмотренного типа определяет движение границы области возбужденных электронов с  $T < G$ , поскольку их функция распределения по энергии отличается от равновесной и спадает при  $\epsilon > G$  быстрее, чем максвелловская. Низкотемпературная волна ионизации устойчива к продольным и поперечным возмущениям [6].

Авторы благодарят С. И. Яковленко за стимулирующие дискуссии.

#### Список литературы

- [1] Баранов И. А., Мартыненко Ю. В., Цепелевич С. О., Явлинский Ю. Н. // УФН. 1988. Т. 156. С. 477—511.
- [2] Мартыненко Ю. В., Явлинский Ю. Н. // Атомная Энергия. 1987. Т. 62. С. 80—83.
- [3] Катин В. В., Мартыненко Ю. В., Явлинский Ю. Н. Препринт ИАЭ. № 4867/6. М., 1989. 12 с.
- [4] Иванов А. А., Параил В. В., Соболева Т. К. // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. Вып. 4. С. 1245—1251.
- [5] Смирнов Б. М. Физика слабоионизованного газа. М.: Наука, 1985. 424 с.
- [6] Катин В. В., Мартыненко Ю. В., Явлинский Ю. Н. Препринт ИАЭ. № 4258/11. М., 1986. 12 с.

Институт атомной энергии  
им. И. В. Курчатова  
Москва

Поступило в Редакцию  
10 октября 1989 г.  
В окончательной редакции  
19 марта 1990 г.