

ФОТОТОКИ ПРИ УФ-ОБЛУЧЕНИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ПЛЕНОК ПОЛИТЕТРАФТОРЭТИЛЕНА

Сергеева А. Е., д-р физ.-мат. наук, профессор, Федосов С. Н., д-р физ.-мат. наук, профессор
Одесская национальная академия пищевых технологий, г. Одесса

Предложена модель, предполагающая объемную фотоионизацию акцепторных примесных центров и движение образованных носителей в сильном внутреннем поле при УФ-облучении пленок политетрафторэтилена (ПТФЭ). Из сравнения экспериментальных и расчетных кривых определены подвижность носителей ($8,9 \cdot 10^{-15} \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$) и концентрация примесных центров ($1,5 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$).

A model is proposed assuming the bulk photo-ionization of acceptor impurity centers and transport of created charge carriers in a high internal field during UV irradiation of polytetrafluoroethylene (PTFE) films. The charge carriers mobility ($8,9 \cdot 10^{-15} \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$) and the impurity centers density ($1,5 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$) have been found from comparison of experimental and theoretical transient photo-currents.

Ключевые слова: ультрафиолетовое облучение, фототоки, ПТФЭ, поляризация

Введение. Исследование переходных фототоков является одним из распространенных методов изучения электретоного состояния диэлектриков, позволяющих выявить природу и объемное распределение зарядов, рассчитать подвижность носителей [1, 2]. В классической схеме метода теплового импульса диэлектрик облучают через полупрозрачный электрод, соединенный с тыльным электродом, регистрируя импульс тока во внешней цепи.

Для заряженных в коронном разряде пленок политетрафторэтилена (ПТФЭ) применение такой схемы нецелесообразно, так как весь заряд находится на поверхности и компенсируется индуцированным зарядом на электроде [3]. Внутренняя поляризация, если она есть, исчезает вместе с полем при закорачивании.

Эксперимент. В настоящей работе применена модификация метода Коллинза [1], в которой облучению подвергали свободную поверхность односторонне металлизированных в вакууме пленок ПТФЭ толщиной 10 мкм. Электрод в виде сетки находился над поверхностью пленки на расстоянии 2...3 мм от нее. Переходной ток измеряли и регистрировали электрометром и самопишущим потенциометром. В отличие от схемы Коллинза, где образец замкнут накоротко, и среднее поле равно нулю, в нашей схеме электрическая цепь разомкнута воздушным зазором, и пленка находится в сильном поле захваченного при электризации заряда. Пленки электризовали в коронном разряде отрицательной полярности. Электретный потенциал непрерывно измеряли и регистрировали. УФ-облучение проводили кварцевой лампой ПРК-2 без светофильтров. Между сеткой и источником света находилась механическая заслонка, обеспечивающая крутой фронт нарастания импульса облучения и устраняющая влияние электрических помех при включении и выключении лампы.

Результаты и обсуждение. На рис. 1 показан переходной фототок, имеющий максимум, величина которого уменьшается при повторных облучениях. После выдержки образцов без облучения более 3...4 часов их способность генерировать большой фототок восстанавливается.

Наблюдаемые особенности переходного тока можно объяснить на основе модели, предполагающей объемную фотоионизацию примесных центров. Образованные носители заряда движутся к свободной поверхности пленки, где нейтрализуют часть поверхностного заряда. Расчет показал, что интеграл от переходного тока значительно меньше поверхностной плотности заряда, то есть поле в объеме пленки можно приблизительно считать стационарным. Захваченный заряд находится, в основном, на поверхности [3], создавая однородное внутреннее поле.

Допустим, что примесные центры равномерно распределены в объеме, а энергия линейно убывает от облучаемой поверхности к тыльному электроду, что справедливо при слабом поглощении (ближний ультрафиолет) и малой толщине пленки. Собственной проводимостью пренебрегаем.

Переходной ток в дрейфовом приближении соответствует выражению

$$i(t) = e \cdot \mu \cdot n_{cp}(t) \cdot E, \quad (1)$$

где $n_{cp}(t)$ — средняя по толщине пленки концентрация подвижных носителей заряда;

μ — подвижность носителей;

E — напряженность электрического поля.

Количество ионизированных примесей в слое dx , то есть число носителей заряда, образованных в этом слое за время облучения t , составит

$$dN(t) = n_o[1 - \exp(-t/\tau)] \cdot S \cdot dx, \quad (2)$$

где S — площадь поверхности пленки;

n_o — начальная концентрация примесных центров;

τ — характеристическое время освобождения носителя заряда, зависящее от сечения захвата фотона, плотности потока поглощенной энергии и энергии ионизации примесного центра.

Очевидно, освобожденный носитель участвует в создании тока только в течение времени его движения от слоя, где он образован, до поверхности. Это время зависит от координаты слоя $t(x)$. При $t \leq t(x)$ все образованные в слое dx носители будут подвижными, то есть

$$dN_n(t) = dN(t)$$

$$\text{при } t \leq x/\mu E \quad (3)$$

Если же $t \geq t(x)$, то подвижными будут только носители, рожденные в промежуток времени от $t^* = t - t(x)$ до t , так как заряды, образованные с начала облучения до момента t^* , уже достигли к моменту времени t поверхности, и в создании тока не участвуют.

Таким образом,

$$dN_n(t) = dN(t) - dN(t^*)$$

$$\text{при } t \geq x/\mu E \quad (4)$$

Весь процесс разделяется на три этапа:

$$0 \leq t \leq \tau_o, \quad t \geq \tau_o, \quad t \geq t_o \geq \tau_o,$$

где τ_o — время пролета носителями всей толщины пленки;

t_o — время прекращения облучения. На каждом этапе подсчитывается средняя концентрация подвижных носителей заряда, которые образуются вследствие ионизации примесных центров. Количество носителей заряда, возникающих в слое dx за время облучения t , равно

$$dN(t) = n_o[1 - \exp(-t/\tau)] \cdot S \cdot dx \quad (5)$$

Учитывая, что освобожденный носитель заряда участвует в образовании тока только в течение его движения от слоя, где он образован, до поверхности, мы получили такие выражения для тока

$$i(t) = \mu en_o E (\tau/\tau_o + 1) [1 - \exp(-t/\tau) - t/\tau_o], \quad 0 \leq t \leq \tau_o \quad (6)$$

$$i(t) = \mu en_o E \{ (\tau/\tau_o) [\exp(\tau_o/\tau) - 1] - 1 \} \exp(-t/\tau), \quad t \leq \tau_o \quad (7)$$

$$i(t) = \mu en_o E \{ (\tau/\tau_o) [\exp(\tau_o/\tau) - 1] \exp(-t/\tau) - \exp(-t_o/\tau) \}, \quad t > t_o \geq \tau_o \quad (8)$$

Из уравнения (6) следует, что плотность тока достигает максимального значения

$$i_{\max} = \mu en_o E [1 - (\tau/\tau_o) \cdot \ln(1 + \tau_o/\tau)] \quad (9)$$

в момент времени

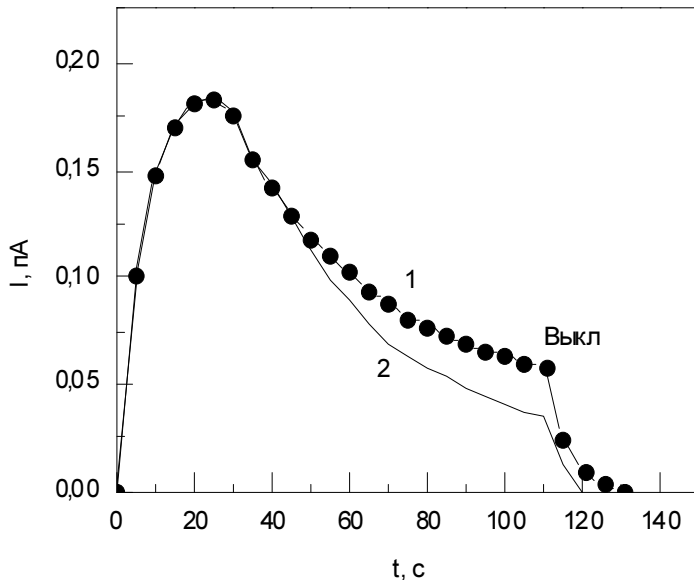
$$t^* = \tau \cdot \ln[1 + \tau_o/\tau] \quad (10)$$

Время спада переходного тока до нуля после прекращения облучения находится из уравнения (8)

$$\tau_c = \tau \cdot \ln \{ (\tau/\tau_o) [\exp(\tau_o/\tau) - 1] \} \quad (11)$$

Время пролета носителями заряда толщины пленки равно

$$\tau_o = x_o/(\mu \cdot E) \quad (12)$$



1 — эксперимент; 2 — расчет

Рис. 1 — Переходный ток при УФ-облучении пленок ПТФЭ толщиной 10 мкм

Из уравнений (8) — (12) по экспериментально измеренным величинам $t^* = 20$ с, $\tau_c = 13$ с, $x_o = 10$ мкм, $I_{max} = 1,7$ нА, $S = 0,96$ см², $U = 450$ В рассчитаны значения $\tau = 50$ с, $\tau_o = 25$ с, $\mu = 5 \cdot 10^{-15}$ м²/В·с, $n_o = 1,5 \cdot 10^{18}$ м⁻³.

Заключение. По литературным данным [3] стационарная подвижность дырок в ПТФЭ с учетом захватов, определенная другими методами, составляет $10^{-13} \dots 10^{-15}$ м²/В·с, а подвижность электронов порядка 10^{-21} м²/В·с. Судя по полученному нами значению μ , подвижными носителями заряда при облучении ультрафиолетом являются дырки, как и предполагалось в модели. Низкая концентрация акцепторных примесных центров и их глубокое залегание обуславливает чрезвычайно низкую проводимость полимерных пленок ПТФЭ.

Литература

1. Collins, R. E. Analysis of Spatial Distribution of Charge and Dipoles in Electrets by a Transient Heating Technologies [Text] / R. E. Collins // J. Appl. Phys.—1976.— Vol. 47, Issue 11. — P. 4804–4808.
2. Collins, R. E. The Thermal Pulsing Technologies Applied to Polymer [Text] / R. E. Collins // Ferroelectrics. — 1981.—Vol. 33, Issue 1–4. — P. 65–74.
3. Сергеева, А. Е. Поляризация и пространственный заряд в сегнетоэлектрических полимерах [Текст] / А. Е. Сергеева, С. Н. Федосов. — Одесса: ТЭС, 2014. — 347 с.

УДК 621.319.2

ПЕРЕХОДНЫЕ ТОКИ В НЕПОЛЯРНЫХ ПОЛИМЕРНЫХ ЭЛЕКТРЕТАХ

Сергеева А. Е., д-р физ.-мат. наук, профессор, Федосов С. Н. д-р физ.-мат. наук, профессор
Одесская национальная академия пищевых технологий, г. Одесса

Экспериментально установлено, что при освещении односторонне металлизированных короноэлектретов из политетрафторэтилена (ПТФЭ) возникают обратимые фототоки смещения, направление которых противоположно току, обусловленному движением поверхностных зарядов при тепловом расширении. Особенности фототоков объяснены наличием в пленках внутренней поляризации (гетерозаряда), возникающей в сильном поле, создаваемом захваченным на поверхности гомозарядом. Наличие в неполярных пленках гетерозаряда указывает на принципиальную возможность создания стабильных электретов, в которых постоянство электретного потенциала поддерживается за счет медленной самосогласованной релаксации гомо- и гетерозаряда.

It has been found experimentally that the reversible displacement photo-currents appear during irradiation of metallized from one side and corona poled polytetrafluoroethylene (PTFE) electret films. Direction of the current was opposite to that of the current caused by motion of the surface charges due to the thermal expansion. The features of the current are explained by presence of the internal polarization (heterocharge) in the bulk of the film. The polarization appears in high field created by the homocharge trapped on the surface. Existence of the heterocharge in non-polar films indicates that there is a possibility to develop stable electrets where stability of the electret potential is maintained as the result of a slow self-controlled relaxation of the homocharge and the heterocharge.

Ключевые слова: переходные токи, полимерные электреты, гомозаряд, гетерозаряд, ПТФЭ.

Введение. Исследование переходных фототоков широко применяется для изучения электретного состояния диэлектриков и диагностики объемного заряда в них [3, 4]. В обычной методике на обе поверхности плоского заряженного диэлектрика наносят электроды, закорачивают их и регистрируют ток, возникающий при облучении одного из электродов. Переходной ток обычно является результатом движения теплового импульса через объем диэлектрика с неоднородным распределением заряда. Для изучения электризованных пленок ПТФЭ применение такой методики нецелесообразно, так как избыточный заряд, находящийся в этом полимере на поверхности пленки или вблизи нее (гомозаряд) будет полностью скомпенсирован индуцированным зарядом ближайшего электрода [3]. Вследствие этого электрический отклик на облучение короткозамкнутых заряженных пленок ПТФЭ отсутствует.

Метод теплового импульса нами существенно модифицирован [4]. Облучению подвергали свободную (неметаллизированную) поверхность диэлектрика через сетчатый электрод, находящийся на рас-