

УДК 537.533

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАРЯДКИ ДИЭЛЕКТРИКОВ ПРИ ИХ ИМПУЛЬСНОЙ ОБРАБОТКЕ ЭЛЕКТРОННЫМ ЛУЧОМ**

**Д. Э. Гринфельд**

Московский физико-технический институт, Москва, Россия

**А. М. Филачев**

ГП Научно-исследовательский институт электронной и ионной оптики, Москва, Россия

**Б. И. Фукс**

Институт радиотехники и электроники РАН, Москва, Россия

*Рассмотрен процесс электронно-лучевой обработки поверхности диэлектрических материалов. Дано описание метода измерения электрического заряда, накапливаемого в обрабатываемом образце. Приведены экспериментальные данные и их анализ.*

Обработка твердых тел пучком электронов является важным разделом электронно-лучевой технологии. В данной работе исследуются физические процессы, наблюдаемые при взаимодействии электронного луча с поверхностью диэлектрических материалов. Обработка диэлектриков электронным пучком существенно

осложняется тем, что вносимый электронами заряд создает сильное электрическое поле вблизи поверхности образца. Это приводит к тому, что электронный луч отклоняется от своего первоначального положения, что снижает прецизионность обработки поверхности.

В данной работе рассмотрен, в частности, процесс электронно-лучевой гравировки стекол. Эта задача весьма интересна для практики [1]. Основные выводы, полученные при ее рассмотрении, остаются в силе и для более общего случая воздействия пучка ускоренных электронов на диэлектрический материал. Как будет показано ниже, при обработке поверхности стекла мощным пучком электронов имеют место довольно специфические процессы, связанные с накоплением в материале электрического заряда и его последующим растеканием [2].

Электронно-лучевая гравировка состоит в нанесении на обрабатываемую поверхность рисунка, состоящего из отдельных точек размером порядка 100 микрон и приблизительно таким же расстоянием между ними. Каждая такая точка формируется электронным импульсом, сфокусированным в заданной точке поверхности материала. Длительность импульса составляет 10—50 мкс. Ток пучка электронов, ускоренных до энергии порядка 50 кэВ, составляет до 10 мА. Электронный луч фокусируется на небольшом участке поверхности стекла размером 50—100 мкм.

Попадая в вещество, электроны теряют свою энергию в основном на ионизацию. В каждом акте ионизации электроном в среднем теряется лишь небольшая часть энергии (~ десятков эВ) и образуется электрон-дырочная пара. При ее релаксации энергия передается в основном колебаниям решетки, что приводит к сильному разогреву. Теплоемкость и теплопроводность стекол таковы, что за время действия импульса существенной диссипации тепла не происходит и разогревается лишь область, непосредственно под местом падения пучка. Это приводит к плавлению и последующему испарению вещества, которые сопровождаются его взрывообразным выбросом в вакуум. В результате образуется кратер с размерами порядка диаметра электронного пучка, который и образует точку рисунка.

Помимо неупругих столкновений при ионизации, падающие электроны испытывают квазиупругое рассеяние на атомных ядрах. Наиболее энергичная часть ионизированных электронов, а также часть первичных электронов, отраженная ядрами атомов, покидают вещество, составляя поток вторичных и отраженных частиц, соответственно. Их количество составляет долю  $\sigma$  от потока падающих электронов. Величина  $\sigma$  зависит от энергии падающих частиц [3] и нормальной компоненты электрического поля у поверхности образца. При отсутствии электрического поля и рассматриваемой энергии пучка около 50 кэВ она составляет ~ 20 % и определяется в основном отражением первичных электронов. Наличие вблизи поверхности выталкивающего электроны поля приводит к росту доли вторичных электронов, покидающих образец, и увеличению  $\sigma$ .

Таким образом, в вещество вносится существенный электрический заряд, который первоначально локализуется в слое, где происходит остановка электронов, потерявших свою энергию на ионизацию. Его длина определяется энергией падающих электронов и зависит от обрабатываемого вещества. Она может быть оценена по формуле [4]:

$$S \approx 2,66 \cdot 10^{-12} \frac{U_0^2}{\rho} \text{ см}, \quad (1)$$

где  $U_0$  — ускоряющее напряжение, В;  
 $\rho$  — плотность вещества, г/см<sup>3</sup>.

При  $U_0 = 50$  кВ и типичной плотности стекол 2,5 г/см<sup>3</sup> глубина проникновения электронов составляет около 25 мкм.

Потеряв энергию на ионизацию, электроны захватываются на ловушки в сравнительно узком слое на глубине  $S$  и образуют весьма большой заряд. Если бы все электроны, составляющие пучок радиуса  $r_0 \approx 100$  мкм, оставались бы в этой области, то созданное ими электрическое поле равнялось бы

$$E = \frac{4}{\epsilon + 1} \frac{Q_0}{r_0^2}; \quad Q_0 = I_0 \tau, \quad (2)$$

где  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость вещества;

$Q_0$  — внесенный заряд;

$I_0$  и  $\tau$  — ток и длительность пучка, соответственно.

При токе 10 мА, длительности 10 мкс и типичном  $\epsilon = 4$  формулы (2) дают  $Q_0 = 10^{-7}$  Кл и  $E \approx 10^9$  В/см, что существенно превосходит пробойное значение напряженности электрического поля, которое для большинства стекол составляет  $E_b \approx 10^5 \div 10^6$  В/см. Таким образом, сразу же после начала облучения поверхности электронами начинается удаление заряда из указанной выше области. Механизмы этого процесса различны и из них можно выделить следующие:

омическое растекание заряда под действием собственного электрического поля;

пробой вглубь и вдоль поверхности диэлектрика;

стимулированная электрическим полем эмиссия энергичных вторичных электронов с поверхности;

автоэлектронная эмиссия в вакуум под действием сильного электрического поля над поверхностью образца.

Рассмотрим их подробнее. Проводимость стекла крайне мала и составляет  $10^{-11} \div 10^{-12}$  1/(Ом·см). Время релаксации сгустка свободного заряда в веществе с проводимостью  $\sigma$  и диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  оценивается по формуле:

$$\tau_r = \frac{\epsilon}{4\pi\sigma} \quad (3)$$

и составляет  $10^{-12} \div 10^{-1}$  с. Время растекания захваченного на ловушки заряда может быть существенно больше. Для исследованных образцов оно составляло около 10 с.

Таким образом, при полях ниже пробойного растеканием заряда за время формирования одной точки  $\sim 10^{-5}$  с можно пренебречь. Оно существенно при формировании всей картины, которое занимает длительное время.

Электрический пробой, как показывает оценка по формуле (2), происходит практически сразу же после начала импульса и на первой стадии (пока электрическое поле у поверхности невелико) играет основную роль в растекании внесенного заряда. Рассмотрим начальную стадию создания точки изображения, когда величина накопленного на глубине  $S$  заряда  $Q$  не превышает уровня, при котором создаваемое им поле вызывает пробой в диэлектрике. Считая заряженную область плоским диском с радиусом, равным радиусу пучка  $r_0$ , оценим электрическое поле в образце и над его поверхностью (рис. 1) как:

$$E_{\text{ext}} = E' = \frac{4}{\epsilon + 1} \frac{Q}{r_0^2}. \quad (4)$$

По мере накопления заряда происходит рост электрического поля, и когда величина заряда достигает значения

$$Q_0 \equiv \frac{1}{2} (\epsilon + 1) E_b r_0^2, \quad (5)$$

начинается перенос заряда вглубь вещества. Принимая для оценки, что растекание происходит радиально симметрично, находим радиус растекания из условия равенства электрического поля на расстоянии  $R$  пробойному  $E_b$ :

$$R = \sqrt{\frac{2}{\epsilon + 1} \frac{Q}{E_b}}, \quad (6)$$

где  $Q$  — полный внесенный в материал заряд.

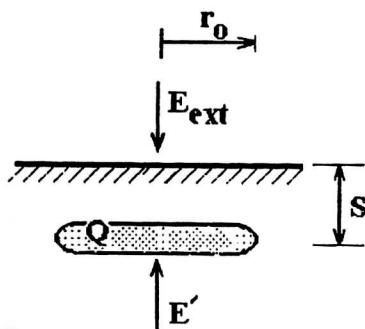


Рис. 1. Распределение поля до начала пробоя

Поскольку растекание заряда продолжается, электрическое поле внутри полусферической заряженной области (рис. 2) должно равняться  $E_b$  в любой точке. Это дает для плотности заряда на расстоянии  $r$  от центра:

$$\rho = \frac{\epsilon E_b}{2\pi r}, \quad (7)$$

для заряда, прижатого к нижней границе облучаемой области радиуса  $r_0$ :

$$Q_1^* = (2\pi r_0^2) \frac{\epsilon E_b}{4\pi}. \quad (8)$$

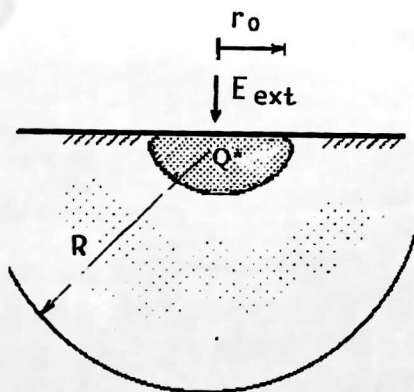


Рис. 2. Пробойное растекание заряда

Заряд, прижатый к поверхности, оценивается по формуле:

$$Q_2^* = (\pi r_0^2) \frac{E_b}{4\pi} \left( \frac{1}{2} + \ln \frac{R}{r_0} \right). \quad (9)$$

Увеличение внесенного в образец заряда  $Q$  приводит к росту поля вблизи поверхности:

$$E_{\text{ext}} = \frac{4\pi Q_2^*}{(\pi r_0^2)} = E_b \left( \frac{1}{2} + \ln \frac{R}{r_0} \right). \quad (10)$$

Подставляя  $R$  из (7), имеем:

$$E_{\text{ext}} = \frac{E_b}{2} \left( 1 + \ln \frac{Q}{Q_0} \right), \quad (11)$$

где  $Q_0$  определяется по формуле (6). Это приводит к тому, что усиливается эмиссия вторичных электронов с поверхности образца, и скорость поглощения заряда уменьшается.

Для непосредственного измерения внесенного в диэлектрик заряда  $Q$  была разработана следующая методика. Исследуемый образец стекла в виде пластинки толщиной 3—6 мм помещали на металлический стол, заземленный через нагрузочный резистор сопротивлением  $R_L \sim 1,5$  кОм (рис. 3). При воздействии на верхнюю поверхность стекла электронного импульса через резистор протекает ток, равный скорости поглощения заряда в стекле (поскольку, как было сказано выше, омическими утечками заряда за время действия пучка можно пренебречь). Падение напряжения на резисторе

$$U = R_L \frac{dQ}{dt}, \quad (12)$$

измеряется с помощью быстродействующего аналого-цифрового преобразователя и вводится в память ЭВМ.

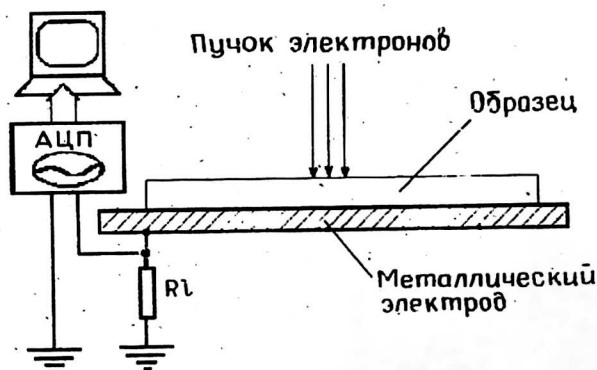


Рис. 3. Схема измерения скорости поглощения заряда

Данная методика позволяет непосредственно измерять суммарную величину внесенного в образец заряда, как функцию времени за период действия электронно-лучевого импульса. Скорость его изменения является разностью тока электронного пучка и тока, эмитируемого с поверхности. Она может быть как отрицательна (накопление отрицательного заряда в образце), так и положительна в те моменты времени, когда вторичная эмиссия превосходит ток поглощаемых первичных электронов и образец теряет ранее накопленный заряд. К недостаткам метода следует отнести невозможность прямого наблюдения процесса растекания заряда в веществе и его плотности, как функции точки.

Была проведена серия измерений для стеклянных образцов при различных длительностях импульса и величинах тока пучка. На рис. 4 представлена типичная зависимость скорости изменения полного накопленного в образце заряда от времени.

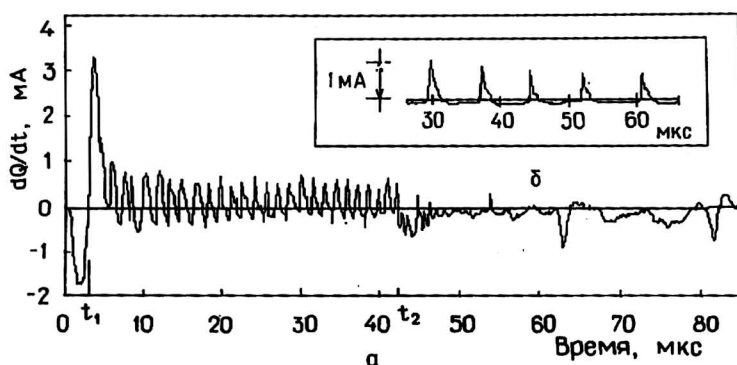
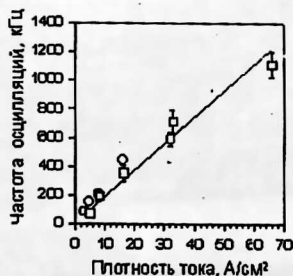


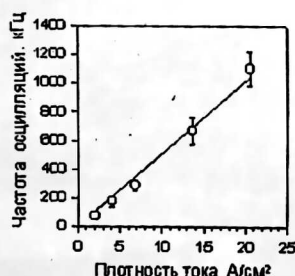
Рис. 4. Временная зависимость поглощения заряда (а).  
 Параметры электронного пучка: энергия 50 кэВ, амплитуда тока 2 мА,  
 длительность 85 мкс, радиус 55 мкм; колебательный процесс  
 при меньшей плотности тока (0,3 мА при радиусе пучка 55 мкм) (б)

Как видно из представленного графика, процесс распространения заряда развивается на ряд этапов с резким разграничением между ними. От начала импульса до момента  $t_1$  наблюдается непрерывное накопление заряда, при котором происходит пробой вглубь диэлектрика. Вначале рост производной  $dQ/dt$  (по абсолютному значению) пропорционален нарастающему току пучка (с коэффициентом пропорциональности  $1-\sigma$ ), где  $\sigma$  — коэффициент отражения). По мере увеличения поля  $E_{ext}$  вблизи поверхности возникает и усиливается стимулированная полевая эмиссия вторичных электронов, что замедляет рост  $dQ/dt$ . При этом в материале накапливается заряд порядка  $3 \cdot 10^{-9}$  Кл, который, согласно (6), растекается в радиусе порядка  $R = 0,8$  мм (принимая типичное значение для пробойного значения поля  $\approx 2 \cdot 10^5$  В/см). Напряженность поля у поверхности достигает  $6 \cdot 10^5$  В/см. При таких полях существенным становится туннельный механизм утечки заряда с поверхности в вакуум.

После этого эмиссия резко возрастает, и наблюдается колебательный процесс, причина которого до конца не выяснена. При этом периоды увеличения заряда  $Q$  перемежаются с импульсами, когда за счет эмиссии с поверхности накопленный заряд понижается. Частота этих колебаний с ростом плотности тока электронного луча увеличивается пропорционально (рис. 5). Амплитуда пиков выброса заряда от этой величины не зависит и может существенно превышать ток в пучке первичных электронов.



а



б

Рис. 5. Зависимость частоты следования импульсов выброса заряда для двух различных образцов стекла (а, б) от плотности тока пучка

В момент  $t_2$  колебания заканчиваются. Далее следуют процессы, связанные с плавлением, испарением и выбросом вещества,  $t_2$  обратно пропорционально плотности тока.

Были проведены также измерения динамики поглощения заряда нефокусированного электронного луча. Радиус облучаемой поверхности был выбран  $\sim 1$  см. Механизм усиления вторичной эмиссии с увеличением поглощенного заряда здесь совершенно иной, чем в случае, когда луч сфокусирован в области с размером, много меньшим толщины стекла ( $b = 3$  мм). Над поверхностью образца электрическое поле внесенного заряда практически полностью компенсируется положительным зарядом отражения, наведенным в металлическом столе. Все поле сконцентрировано теперь внутри образца, и действующая на электроны сила направлена в сторону от поверхности. Это поле уже не достигает пробойного значения, поскольку заряд распределен по большой площади.

Накопление отрицательного заряда приводит к существенному изменению потенциала поверхности. Считая, что заряд сосредоточен у поверхности образца толщиной  $b$ , для отрицательного потенциала поверхности получим (по модулю):

$$U = \frac{4\pi b}{\epsilon} Q. \quad (13)$$

Энергия налетающих электронов теперь равна  $E = e(U_0 - U)$ , где  $U_0$  — ускоряющее напряжение в пушке. Согласно формуле (1) это приводит к уменьшению глубины, на которой электроны отдают свою энергию, порождая энергичные ионизированные электроны, способные покинуть образец. Как следствие, растет ток вторичной эмиссии. Согласно [3] суммарный ток отраженных и вторичных электронов пропорционален току пучка  $I_0$  и падает с ростом энергии  $E$ , как показано на рис. 6 [3]. Значение энергии  $eE_2$ , при которой покидающий поверхность ток  $\sigma I_0$  равен току пучка и дальнейшая зарядка прекращается, лежит в районе 2 кэВ. Потенциал поверхности растет от нуля до  $U_0 - E_2$  по закону, близкому к экспоненциальному [5] (пренебрегая омической утечкой заряда во время действия импульса):

$$U = (U_0 - E_2) \left( 1 - e^{-\frac{1}{\tau}} \right), \quad \text{где } \tau = \frac{\epsilon A}{4\pi I_0 b (d\sigma/dE)_{E_2}}, \quad (14)$$

где  $A$  — облучаемая площадь;

$(d\sigma/dE)_{E_2}$  — наклон кривой, представленной на рис. 6, в точке  $E_2$ .

Измеряемое значение производной заряда равно:

$$\frac{dQ}{dt} = -\frac{U_0}{\tau} e^{-\frac{1}{\tau}}. \quad (15)$$

Результат измерения представлен на рис. 7. Кривые с последовательно уменьшающейся амплитудой соответствуют ряду последовательных импульсов с промежутком между ними  $T = 4$  с. Уменьшение амплитуды свидетельствует о том, что за это время заряд не успевает покинуть образец. Кривые на рис. 7 стремятся к некоторой предельной кривой, зависимость амплитуды которой от периода повторения импульсов  $T$  дает представление о времени релаксации введенного заряда (рис. 8). Для исследованных образцов оно имеет порядок 10 с.

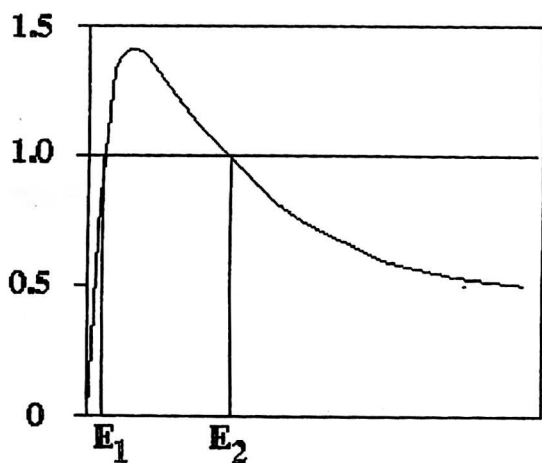


Рис. 6. Зависимость коэффициента  $\sigma$  отражения и вторичной эмиссии от энергии электронов пучка

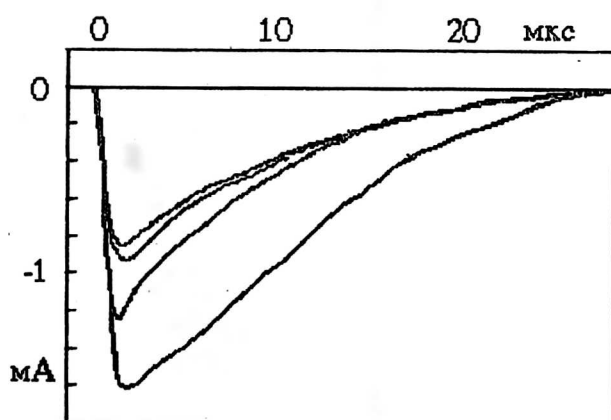


Рис. 7. Поглощение заряда при облучении несфокусированным лучом (2,5 мА; 50 кВ)

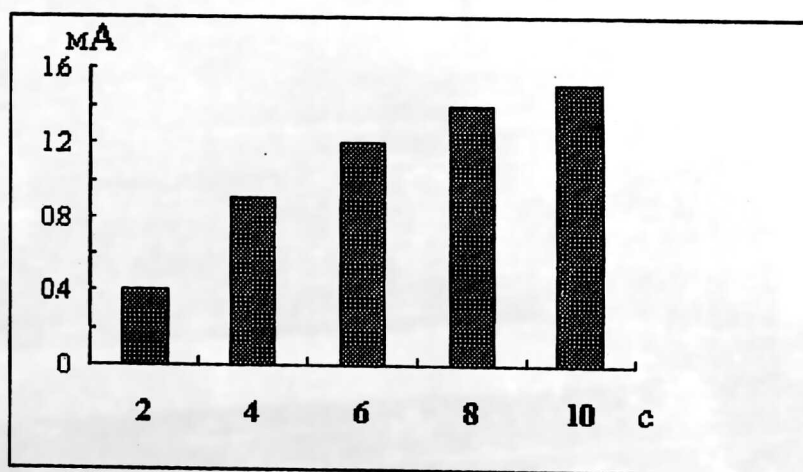


Рис. 8. Зависимость предельной амплитуды импульсов поглощения заряда от периода их повторения

## Литература

1. Гайдукова И. С., Филачев А. М. Компьютерное моделирование и разработка термоэмиссионной установки электронно-лучевого гравирования//Прикладная физика, 1996. Вып. 3. С. 46.
2. Филачев А. М., Фукс Б. И. Проблемы электронно-лучевой обработки диэлектриков//Там же. С. 39.
3. Reimer L, Golla U, Bogeler R. Charging of bulk specimens, insulating layers and free-supporting films in scanning electron microscopy//Optik. 92. 1992. № 1. P. 14.
4. Шиллер З., Гайзиг У., Панцер Я. Электронно-лучевая технология. — М.: Энергия, 1980.
5. Song Z. G., Ong C. K., Gong H. A time-resolved current method for the investigation of charging ability of insulators under electron beam irradiation//Journal of Applied Physics. 1996. V 79(9). P. 7123.

### RESEARCH CHARGE OF DIELECTRICS WITH THEIR PULSE PROCESSING BY AN ELECTRONIC BEAM

*D. E. Grinfeld*

Moscow Physics-Technical Institute, Moscow, Russia

*A. M. Filachev*

Research Institute for Electron and Ion Optics, Moscow, Russia

*B. I. Fuks*

Institute for Radio Engineering and Electronics of RAS, Moscow, Russia

*Electron-beam processing of insulating surface is discussed. Presented is a method of measurement of electric charge contributed into dielectric sample while e-beam irradiation. Experimental results and their discussion are given.*

УДК 537.533

### ВЫСОКОПРОИЗВОДИТЕЛЬНАЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКАЯ ЛИНИЯ НАНЕСЕНИЯ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ПОКРЫТИЙ ДЛЯ ВЫПУСКА ТЕПЛОСБЕРЕГАЮЩЕГО СТЕКЛА И ПЛОСКИХ ВЫСОКОИНФОРМАТИВНЫХ ЦВЕТНЫХ ЭКРАНОВ

*А. П. Еремин, В. Д. Смольянинов, В. В. Константинов, А. М. Филачев*  
ИП Научно-исследовательский институт электронной и ионной оптики, Москва, Россия

*Предлагаемая технологическая линия непрерывного действия нанесения тонкопленочных многослойных покрытий из металлов и их соединений, а также тонких слоев аморфного кремния, нитрида кремния, окиси магния и других материалов на крупногабаритные плоские подложки с высокой адгезией предназначена для выпуска теплосберегающего стекла, плоских высокоинформативных цветных экранов и других изделий.*

Процессы нанесения на крупногабаритные изделия тонких покрытий с оптическим эффектом все больше распространяются в промышленности и во всех технологиях высокого уровня.

В зависимости от назначения продукции наносятся специальные однослойные или сложные многослойные покрытия, которые должны отвечать определенным требованиям относительно пропускания, отражения, абсорбции, рассеяния, термостойкости и устойчивости относительно влажности, износо- и адгезионно-стойкости и др.