

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

А. Р. ШУЛЬМАН и И. Ю. РОЗЕНЦВЕЙГ

ВТОРИЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ОКИСИ АЛЮМИНИЯ

(Представлено академиком П. И. Лукирским 15 VII 1950)

Вопрос о характере температурной зависимости коэффициента вторичной электронной эмиссии σ для диэлектриков и полупроводников в настоящее время недостаточно ясен. Так, М. М. Вудынский⁽¹⁾ считал, что вторичная электронная эмиссия NaCl, измеряемая методом тонких пленок, не зависит от температуры. В противоположность этому, измерения зависимости σ от температуры, произведенные Н. Моргулисом и А. Нагорским⁽²⁾ для оксидного катода, обнаружили экспоненциальный рост σ с температурой. Этот вывод был затем подтвержден^(3, 4), хотя Джонсон указывает, что этот эффект обусловлен вторичными явлениями. Выяснение характера зависимости σ от температуры весьма существенно для понимания механизма вторичной эмиссии и, в частности, для выяснения роли взаимодействия вторичных электронов с электронами зоны проводимости.

В связи с этим представляет интерес изучение этого вопроса у диэлектриков или полупроводников, обладающих высокой степенью чистоты в большом температурном интервале. Поэтому в качестве объекта исследования была выбрана окись алюминия. При изучении температурной зависимости σ у диэлектрика мы сталкиваемся с изменениями σ во времени и необходимостью отделить эти изменения от эффекта, связанного с зарядкой поверхности электронным пучком.

Измерения проводились в трубке, в которой имелись электронная пушка и вольфрамовая или танталовая мишени, покрытые Al_2O_3 . Коллектором вторичных электронов служил анод пушки. Мишень нагревалась пропусканием через нее постоянного тока. Фокусировка пучка была такова, что диаметр следа пучка на мишени не превышал 2 мм. Величина первичных токов была порядка 10—40 μ а. Электронная пушка, отпираясь импульсным генератором, давала прямоугольные импульсы первичного тока продолжительностью от 30 до 500 μ сек. 50 раз в секунду. Измерения производились при помощи осциллографа, регистрировавшего токи, протекавшие через мишень; при потенциале мишени, превышавшем потенциал анода, наблюдались импульсы первичного тока i_1 , при потенциале мишени меньше потенциала анода — импульсы разности вторичного и первичного токов $i_2 - i_1$. Токи термоэмиссии, становившиеся заметными при высоких температурах мишени, не мешали измерениям, поскольку постоянная составляющая тока мишени не влияла на показания осциллографа. Для контроля установки снимались зависимости σ от энергии первичных электронов V_p для W и Ta импульсным методом и обычно применяемым методом измерения σ , т. е. облучением мишени постоянным во времени пучком электронов. Полученные в обоих случаях данные

при температуре мишени больше 800° очень хорошо совпадали с данными ⁽⁵⁾, которые считаются наиболее достоверными. При понижении температуры мишени значения σ переставали соответствовать значениям σ для чистых металлов, что может быть объяснено адсорбцией посторонних атомов (вакуум $\sim 10^{-5}$ мм рт. ст.). Повторный нагрев полностью восстанавливал достоверные значения σ . Это дает основание сделать заключение, что при тех, значительно более высоких

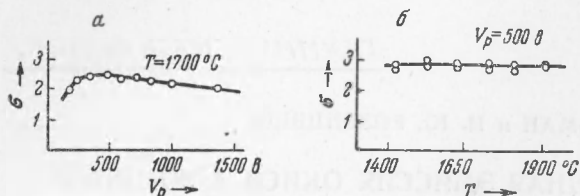


Рис. 1. Зависимость σ от энергии первичных электронов и температуры

температурах, при которых производились измерения с Al_2O_3 , вакуум был достаточен, что подтверждается изложенными ниже результатами опытов (отсутствие зависимости σ от температуры). Окись алюминия наносилась на мишень и затем обрабатывалась обычными, применяемыми в электровакуумной промышленности методами. Толщина слоя Al_2O_3 у различных мишеней колебалась от 10 μ до нескольких десятков микрон. Масс-спектрографический анализ* показал, что обработанный таким образом Al_2O_3 не содержит заметного количества примесей (щелочных металлов).

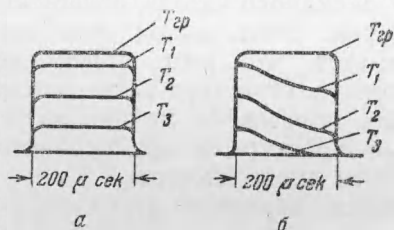


Рис. 2. Вид импульсов $i_2 - i_1$ при температурах ниже граничной $T_3 < T_2 < T_1 < T_{2p}$

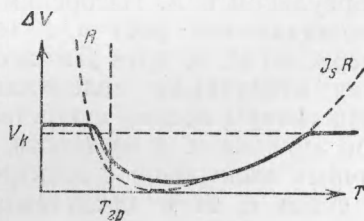


Рис. 3. Схема зависимости падения напряжения на слое диэлектрика от температуры при отборе вторичной и термоэлектронной эмиссии

Зависимость σ от V_p для окиси алюминия показана на рис. 1, а. У различных мишеней значение $\sigma_{\text{макс}}$ колебалось от 2,5 до 3,5, у большинства мишеней $\sigma_{\text{макс}} = 3$. Таким образом, характер полученной кривой и величина $\sigma_{\text{макс}}$ для Al_2O_3 соответствуют данным, полученным для других диэлектриков при комнатных температурах (кварц $\sigma_{\text{макс}} = 2,9$ при $V_p = 400$ в, слюда $\sigma_{\text{макс}} = 2,5 - 3,5$ при $V_p = 400$ в ⁽⁶⁾). Зависимость σ от T в интервале $1400 - 1900^\circ$ изображена на рис. 1, б, из которого ясно, что в указанном температурном интервале σ не зависит от температуры. При измерениях σ при температурах, меньше указанных, наблюдалось уменьшение величины импульсов $i_2 - i_1$, как показано на рис. 2, а. Это обстоятельство не связано, однако, с действительным уменьшением σ , но обуславливается увеличением сопротивления слоя Al_2O_3 . Доказательством этого служит появление в этих случаях зависимости величины импульсов от потенциала коллектора, в то время как при больших температурах этой зависимости нет. Таким образом, температура порядка 1400° является граничной для применявшихся мишеней — выше ее возможно определение σ , ниже ее получаемые значения отношения i_2/i_1 меньше σ и при достаточном охлаждении мишени становятся равными 1. Заметим, что для некоторых мишеней

* Масс-спектрографический анализ произведен Л. Х. Аш.

граничная температура была больше 1400° , что обусловлено большим поперечным сопротивлением слоя диэлектрика.

Качественное представление о граничной температуре дано на рис. 3. Падение напряжения на слое диэлектрика ΔV обусловлено действием нескольких факторов. Если $i_2 - i_1$ больше тока термоэлектронной эмиссии i_s , то $\Delta V = (i_2 - i_1)R$. Поскольку $R = R_0 e^{e\psi/2kT}$, то с ростом T ΔV падает экспоненциально. Если $(i_2 - i_1) < i_s$, то

$$\Delta V = I_s R = V_0 e^{-e\psi/kT},$$

т. е. ΔV растет с температурой, поскольку для диэлектрика

$I_s = AT^{5/4} e^{-\frac{e}{kT}(\varphi + \psi/2)}$. Падение напряжения на слое ограничено как со стороны низких температур, так и со стороны высоких температур потенциалом коллектора, вследствие чего $i_2 - i_1$ уменьшается при низких температурах вплоть до 0, а i_s перестает быть при достаточно высоких температурах током насыщения. Таким образом, граничная температура — это температура, ниже которой потенциал коллектора лимитирует падение напряжения на слое диэлектрика.

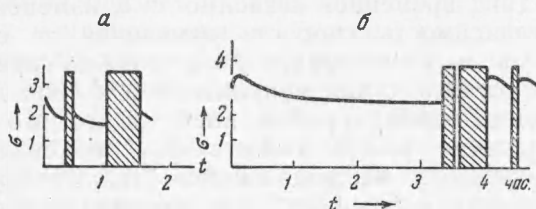


Рис. 4. Зависимость σ от времени. $V_p = 600$ в, $i_1 = 5$ μ а, $T = 1600^\circ$. Промежутки времени отдыха мишени ($i_1 = 0$) заштрихованы

В наших опытах при всех температурах мишени величина импульсов $i_2 - i_1$, а следовательно, и σ не зависели от продолжительности импульсов. Значения σ , определенные импульсными измерениями, совпадали со значениями σ , полученными обычным методом (при температурах, при которых токи термоэмиссии малы).

При измерениях, производившихся в течение длительного времени обычным методом постоянного тока, наблюдались изменения σ во времени. Падение σ при бомбардировке диэлектриков отмечалось еще ранее. Так, Кноль (?) объясняет наблюдавшиеся им изменения величины V_p , при котором σ Al_2O_3 равно 1, падением σ во времени. Брюнинг (8) приводит одну кривую падения σ NaCl со временем. Ряд исследователей наблюдал утомление сложных катодов. Характер наблюдавшихся нами временных изменений σ показан на рис. 4, из которого видно, что имеют место два типа изменения σ со временем. Последующее прокаливание мишени или продолжительный отдых ее ведут к восстановлению первоначальных значений σ . Задавая различные потенциалы коллектора, можно было создавать в слое Al_2O_3 поля противоположного направления; при этом было замечено, что, когда подкладка имеет отрицательный потенциал по отношению к поверхности диэлектрика, падение σ со временем идет более интенсивно.

Изменение σ со временем удалось наблюдать в некоторых случаях и в импульсном режиме; при температуре мишени ниже граничной импульсы $i_2 - i_1$ становятся наклонными, как это показано на рис. 2, б. Это явление выражено отчетливо лишь в случае импульсов большой продолжительности (от 100 μ сек. и выше); при понижении температуры мишени или при изменении потенциала коллектора величина импульса изменяется, однако наклон остается прежним. Можно при-

вести ряд соображений, что этот наклон не связан с зарядкой поверхности диэлектриков и что при тех длинах импульсов, при которых производились наши измерения, всегда наблюдалась вторичная эмиссия мишени, уже заряженной до стационарного потенциала. Правильность этого была доказана непосредственными опытами, установившими, что время зарядки поверхности во всяком случае было меньше 5 мсек. Весьма существенно, что наклон импульсов исчезает после прокаливания мишени при достаточно высокой температуре (уменьшение величины импульсов происходит, как на рис. 2, а) и появляется вновь после бомбардировки мишени в течение некоторого времени. Эти факты также говорят о том, что наклон импульсов не связан с зарядкой поверхности, ибо в последнем случае предварительная обработка, изменяя проводимость мишени, могла бы только сдвигать температуру, при которой появляется наклон, но не устранять его вообще. При температурах выше граничной наблюдаются практически горизонтальные импульсы, причем в некоторых случаях имелся слабый наметк на рост σ со временем.

Таким образом, обнаружен ряд фактов, характеризующих изменение σ со временем для такого сравнительно чистого диэлектрика, как Al_2O_3 : два типа временной зависимости σ , изменение σ в импульсном режиме, зависимость скорости изменения σ со временем от направления поля в слое диэлектрика. Можно предположить, что последний факт связан с движением ионов в слое диэлектрика, поскольку в процессе бомбардировки имеет место его разложение⁽⁹⁾. С этой точки зрения можно связать факт падения σ во времени в импульсном режиме, наблюдающийся только при температурах меньше T_{gr} , с наличием большого падения напряжения на слое в этом случае.

Имеющиеся материалы недостаточны для выяснения полной картины наблюдавшихся временных явлений. Так например, не установлено, в каких условиях имеет место каждый из двух типов временной зависимости σ для длительных временных изменений.

Наблюдавшееся отсутствие зависимости σ от T говорит, повидимому, о том, что взаимодействие вторичных электронов с электронами зоны проводимости диэлектрика не играет для Al_2O_3 существенной роли даже при температурах, при которых имеет место заметная термоэлектронная эмиссия.

Ленинградский политехнический институт
им. М. И. Калинина

Поступило
2 VII 1950

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ М. М. Вудынский, ЖТФ, **9**, 271 (1939). ² Н. Д. Моргулис и А. Нагорский, ЖЭТФ, **8**, 1159 (1938). ³ М. А. Померантц, Phys. Rev., **70**, 1 (1946).
- ⁴ J. B. Johnson, Phys. Rev., **73**, 1058 (1948). ⁵ M. Warnecke, Journ. de Phys., **7**, 270 (1936). ⁶ H. Salow, Zs. techn. Phys., **21**, 8 (1940). ⁷ M. Knoll, Naturwissenschaften, **24**, 345 (1936). ⁸ N. Bruining and J. de Boer, Physica, **6**, 825 (1939). ⁹ H. Jacobs, J. Appl. Phys., **17**, 596 (1946).