

07

## Радиационно-индуцированный гальванический эффект, наблюдаемый в интерфейсе металл—диэлектрик

© В.И. Зайцев, И.А. Барыков, А.В. Карташов,  
О.В. Терентьев, Н.Б. Родионов

Государственный научный центр „Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований“,

Москва, Троицк

E-mail: vzeitsev@triniti.ru

Поступило в Редакцию 21 июня 2016 г.

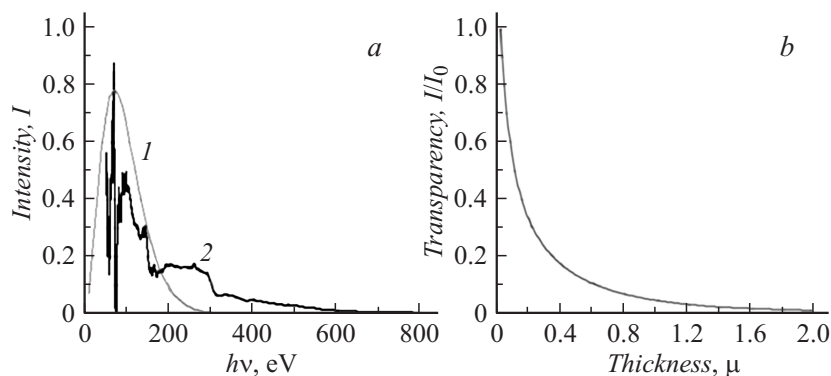
Исследуется эффект, наблюдающийся при взаимодействии электромагнитного излучения (энергия квантов 25–1000 eV) с диэлектриком, имеющим металлическое покрытие. Источником излучения служил мегаамперный Z-пинч. Измерения, проведенные с образцами оптического стекла, показали, что под действием излучения (мощность  $\sim 10^6$  W/cm<sup>2</sup>) в электрической цепи, включающей металлизированный диэлектрик, возникает ток. Авторы считают, что причиной данного гальванического эффекта является генерация в диэлектрике „горячих“ электронов.

Взаимодействие электромагнитного излучения с веществами имеет длинную историю исследований и широкую область практических применений. В области больших энергий квантов излучение является инструментом в различных областях рентгенографии и рентгеноскопии. Взаимодействия в области малых энергий квантов являются основой таких направлений, как когерентные излучатели (лазерная техника), фотоэлектрические преобразователи и др. В последнее время развитие новых технологий, как, например, рентгеновская литография, управляемый термоядерный синтез, стимулировало интерес к процессам, возникающим под действием электромагнитного излучения промежуточной области (жесткого ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучений), в частности к динамике электрических свойств материалов. Необходимо заметить, что, несмотря на создание мощных импульсных источников электромагнитного излучения, динамика

электрических свойств твердых материалов, сопутствующая процессу интенсивного облучения, мало изучена. В работах [1,2] исследовалось влияние тормозного излучения (энергия электронного пучка 600 keV) на электрические свойства таких типичных диэлектриков, как сапфир и оптическое стекло, которые благодаря уникальным свойствам (высокие прозрачность, твердость, радиационная стойкость) часто используются в качестве изолирующих и оптических материалов. Показано, что в процессе воздействия рентгеновского излучения в данных материалах возникает электропроводность, связанная с возникновением носителей в зоне проводимости. Получены значения основных параметров, необходимых для описания процесса возникающих гальванических явлений. Спектральный состав и интенсивность излучения в данных работах не приводятся. Работы, где исследуются процессы взаимодействия „мягкого“ излучения на электрические свойства изоляторов, нам неизвестны. В настоящей работе исследуются гальванические эффекты, возникающие в образцах аморфного оптического стекла под действием электромагнитного излучения большой мощности ( $\sim 10^6 \text{ W/cm}^2$ ) в области энергий квантов 25–1000 eV.

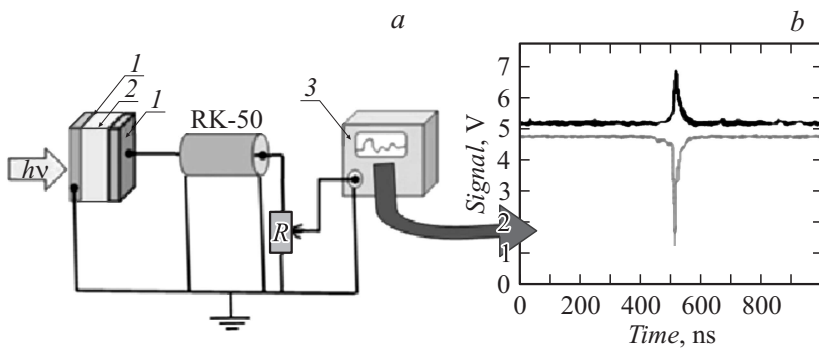
Исследования проводились на термоядерной установке Ангара-5-1, где под действием мегаамперных токов (3–4 МА) на конечном этапе сжатия цилиндрических лайнеров образуется плазменное образование (Z-пинч), являющееся интенсивным источником мягкого рентгеновского излучения с длительностью импульса излучения  $\sim 10 \text{ ns}$  и полным выходом излучения до 50 kJ [3]. Спектральный состав излучения определяется параметрами лайнера (геометрия, атомный состав материала). Основные измерения проведены с W-лайнерами, состоящими из 40 проволок (диаметр 6–7  $\mu\text{m}$ ), начально расположенных по окружности 12 mm. В этом случае температура плазмы сжатого пинча составляет 60–70 eV. Спектральный состав излучения иллюстрирует рис. 1, *a* [4], где измеренный спектр сравнивается с „чернотельным“ излучением температурой 60 eV. Основная доля излучения находится в области энергий квантов менее 1 keV, глубина проникновения которых в стекло весьма мала, что можно видеть на рис. 1, *b*, где показано также пропускание излучения с реальным спектральным составом оптическим стеклом различной толщины.

Исследуемые образцы диэлектриков (диэлектрические датчики) располагались в вакууме на расстоянии 2.5–3 m от источника рентгеновского излучения. Все измерения были проведены с образцами



**Рис. 1.** *a* — спектральный состав излучения Z-пинча: 1 — измеренный спектр; 2 — спектр „чернотельного“ излучения с температурой 60 eV; материал лайнера — W. Конструкция лайнера — 40 проволок толщиной  $7\ \mu\text{m}$  на диаметре 12 mm. Эксперимент № 4847. *b* — зависимость прозрачности оптического стекла ( $\text{SiO}_2$ ) от толщины образца для излучения со спектром W-пинча. В расчете использовались таблицы сайта [http://henke.lbl.gov/optical\\_constants](http://henke.lbl.gov/optical_constants).

оптического стекла KU-1 площадью  $S \approx 1\ \text{cm}^2$ , толщиной  $L = 500\ \mu\text{m}$  с двухсторонним Al-покрытием толщиной 300–500 Å. Одновременно могли испытываться три образца с различными параметрами: тип материала, приложенное к кристаллам напряжение, входные фильтры. Конструкция датчиков предусматривала полную экранировку от влияния вторичной эмиссии с токоведущих элементов и продуктов ионизации остаточного газа на токовый сигнал детектора. Сигнал с детектора через коаксиальный кабель (длина 80 m, волновое сопротивление  $50\ \Omega$ ) регистрировались осциллографом TDS 2024 (полоса частот регистрации 200 MHz). Схема измерений показана на рис. 2, *a*. Во всех измерениях одновременно с сигналами испытуемых образцов регистрировался сигнал вторично-эмиссионного детектора, который является штатным на установке. На рис. 2, *b* приведены типичные сигналы отклика детекторов на падающее излучение с мощностью  $\sim 2\ \text{MW} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Можно видеть, что при данном уровне поглощаемой мощности величина отклика составляет  $\sim 15\ \text{V}$ . Форма сигналов детекторов практически идентична, за исключением некоторых особенностей в начале и конце импульсов излучения, что мы связываем



**Рис. 2.** *a* — схема измерений: 1 — контактное Al-покрытие, толщина 300 Å; 2 — оптическое стекло, толщина 0.5 mm; 3 — осциллограф TDS 2024. *b* — сигналы детекторов при облучении рентгеновским излучением Z-пинча установки Ангара-5-1 мощностью  $\sim 2 \text{ MW/cm}^2$ : нижний луч — диэлектрический детектор, верхний луч — вторично-эмиссионный детектор.

с различием спектральных характеристик вторично-эмиссионного и исследуемого диэлектрического датчиков. Отрицательная полярность сигнала диэлектрического датчика, возникающего на тыльной стороне образца, свидетельствует о возникновении положительного заряда на облучаемой стороне диэлектрика.

Необходимым условием возникновения в твердом теле гальванических эффектов является наличие свободных носителей заряда. Механизмом образования свободных носителей является перевод валентных электронов в зону проводимости, для чего требуется определенная энергия. Если в полупроводниках речь идет о затратах на образование пары носителей энергии около 1 eV, то в случае диэлектриков требуется энергия на порядки больше. Так, в [1,2] экспериментально показано, что в аморфном оптическом стекле на образование пары носителей необходимо потратить энергию  $\Delta E \approx 150 \text{ eV}$ . Одновременно в данных работах определены рекомбинационное время жизни образовавшихся электронов  $\tau \approx 1.5 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ .

В нашем случае образовавшиеся носители заряда локализуются в области  $\Delta L \sim 1 \mu\text{m}$  вблизи границы с контактным покрытием. Возникновение положительного заряда на облучаемой стороне диэлектрика

свидетельствует, что электронная компонента носителей достаточно быстро покидает зону поглощения излучения. Мы полагаем, что механизмом образования заряда являются процессы, обусловленные пространственными и температурными градиентами образовавшихся носителей [5], а именно диффузией электронов в результате разницы в значениях  $nkT$  ( $n, T$  — плотность и температура электронов,  $k$  — постоянная Больцмана) в металле контактного покрытия и образовавшихся в диэлектрике. Процесс весьма сходен с образованием контактной разницы потенциалов. Отличием является необходимость разницы температур электронов в двух средах и градиента плотности образовавшихся носителей заряда в диэлектрике („толстый“ образец). Сделаем некоторые оценки. Зная поглощенную в диэлектрике мощность излучения, полный заряд образовавшихся электронов можно записать в виде

$$Q_e = \frac{W\tau}{\Delta E},$$

где  $W$  — поглощенная мощность;  $\tau$  — время жизни образовавшихся носителей, которое может определяться как рекомбинацией носителей, так и временем диффузионного дрейфа электронов к металлу покрытия.

Оценку  $\tau$  можно сделать из следующих соображений. Диэлектрический датчик является конденсатором емкостью  $C$ , заряд которого  $Q_c = UC$ . Так как толщина области, занимаемая образовавшимися носителями  $\Delta L \ll L$  ( $L$  — расстояние между обкладками), допустимо считать данную область одной из обкладок конденсатора. Сопоставляя  $Q_e$  и  $Q_c$  и используя значения экспериментально полученных напряжений, возникающих на образцах во время облучения  $U = 10-15$  В, получаем

$$\tau = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 SU}{WL} \Delta E = \frac{(10-15) \cdot 8.85 \cdot 10^{-12} \cdot 150}{2 \cdot 10^6 \cdot 500 \cdot 10^{-6}} = (0.12-0.14) \cdot 10^{-9} \text{ s},$$

где  $c = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{L}$ .

Сравнение  $\tau$  со значением, равным  $(10-14) \cdot 10^{-9}$  с, экспериментально полученным в [2], показывает, что в данном случае  $\tau$  определяется градиентной диффузией электронов с последующей их потерей на металле покрытия. Таким образом, в результате быстрой диффузии образующихся электронов в сторону контактного покрытия на облучаемой стороне образца диэлектрика возникает положительный

заряд ионов, величина которого повторяет интенсивность падающего излучения. В том случае, если данная сторона образца находится под нулевым потенциалом, подключенная к нагрузке противоположная сторона принимает отрицательный потенциал, что можно видеть в приведенном сигнале на рис. 2, *b*.

С целью оценки плотности возникающих в диэлектрике носителей  $n_d$  примем, что область локализации возникающего заряда составляет примерно половину длины полного поглощения (рис. 2) —  $0.5\Delta L$ . Тогда

$$n_d \approx \frac{2Q_e}{eS\Delta L} = 1.8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3},$$

где  $e$  — единичный заряд.

Так как плотность свободных электронов в Al при комнатных температурах  $n_{Al} \approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$ , то, следовательно, градиент электронной плотности не может быть причиной диффузии электронов из диэлектрика в металл покрытия.

Обратимся к известному выражению для контактной разницы потенциалов

$$e\varphi = kT \ln \frac{n_1}{n_2}.$$

Используя экспериментальные значения  $\varphi = 10\text{--}15 \text{ V}$ , получаем для температуры электронов в диэлектрике

$$T [\text{K}] \approx \frac{e\varphi}{k \ln \frac{n_{Al}}{n_d}} \approx \frac{1.6 \cdot 10^{-19}}{1.3 \cdot 10^{-23} \cdot 8.6} \varphi, \Rightarrow T = \frac{\varphi}{7.5},$$

где  $T$  — в eV,  $\varphi$  — в V, т. е. наблюдаемый гальванический эффект может обеспечить температура образовавшегося в диэлектрике электронного „облака“  $T = 1.3\text{--}2 \text{ eV}$ . Необходимо иметь в виду, что данное выражение применяется для одинаковой температуры контактирующих материалов. В данном случае при оценке предполагается, что определяющую роль в процессе дрейфа носителей играют более „нагретые“ носители образовавшегося в диэлектрике электронного „облака“. Более строгий анализ наблюдаемого эффекта должен включать кинетику образования и гибели возникающих носителей заряда.

Экспериментальные исследования и анализ процессов взаимодействия электромагнитного излучения высокой мощности (область энергий квантов — ультрафиолет и мягкий рентген) показали, что в

электрических цепях и конструкциях, подвергающихся облучению, в интерфейсе металл–диэлектрик возникает разница потенциалов. Авторы считают, что причиной возникающего гальванического эффекта является сравнительно высокая температура образовавшихся в результате ионизации диэлектрика электронов. Необходимым условием возникновения эффекта, наряду с высокой температурой электронов, является наличие градиента плотности носителей заряда в диэлектрике („толстый“ поглотитель). Детальный анализ данного эффекта требует рассмотрения кинетики протекающих в интерфейсе процессов во время облучения. Одним из очевидных применений данного эффекта является разработка на его основе детекторов импульсных потоков рентгеновского излучения большой мощности, что является востребованным в исследованиях по управляемому термоядерному синтезу.

Авторы выражают благодарность своим коллегам: В.Е. Черковцу за постоянный интерес к данной работе и А.А. Самохину за ряд полезных советов в процессе исследований.

## **Список литературы**

- [1] *Hugles R.C.* // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 30. N 26. P. 1333–1336.
- [2] *Hugles R.C.* // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 19. N 10. P. 5318–5328.
- [3] *Альбинов З.А., Велихов Е.П., Веретенников А.И.* и др. // Атомная энергия. 1990. Т. 68. В. 1. С. 26–35.
- [4] *Болдарев А.С., Болховитинов Е.А., Вичев И.Ю.* и др. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. № 2. С. 195–199.
- [5] *Белиндер В.И., Струман Б.И.* // УФН. 1980. Т. 130. В. 3. С. 415–430.