

06; 10

© 1990 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОЦЕССА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ЛУЧА С МИШЕНЬЮ НА ОСНОВЕ BSO : Ni В СВЕТОКЛАПАННОЙ ЭЛТ

В. М. Орлов, Д. А. Мясников, С. Э. Хабаров, Е. Б. Шадрин

Исследованы стационарные и переходные характеристики процесса визуализации рядового рельефа, возникающего при бомбардировке структуры на основе BSO : Ni потоком электронов с энергией 6—8 кэВ. Определены потенциал заряжаемой поверхности, сечение фотоионизации центров генерации носителей и диэлектрическая проницаемость легированного Ni приповерхностного слоя кристалла BSO.

Актуальность задачи совершенствования светоклапанных устройств как рабочих элементов оптических процессоров не вызывает сомнений. Особое место среди них занимают системы с электронно-лучевой адресацией ввиду удобства управления ими. Поэтому в данной работе исследованы стационарные и переходные характеристики светового клапана с электронно-лучевой записью информации на поверхности кристаллической мишени. В качестве мишени использовалась двухслойная структура, изготовленная на основе монокристаллических пластин силиката висмута диаметром 50 и общей толщиной 1 мм. С целью предотвращения повышенного стока накопленного заряда за счет паразитной фотопроводимости один из слоев такой мишени легировался никелем, что, как известно [1, 2], снижает фотопроводимость. Получение легированного слоя осуществлялось двумя методами: 1) высокотемпературной диффузией ионов примеси из слоя никеля или его окисла с толщиной 200—600 Å, нанесенного на поверхность пластины из $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ методами ионно-плазменного плазмотронного распыления [3]; 2) выращиванием легированной никелем монокристаллической пленки $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ на подложке из $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ по технологии, подробно рассмотренной ранее [4], из раствора-расплава, содержащего 0.1 вес. % NiO. Толщина таких слоев могла нами варьироваться от 10 до 250 мкм. Рабочая (легированная) сторона мишени покрывалась слоем диэлектрика (полистирола, фтористого магния) для обеспечения необходимых вторично-эмиссионных свойств мишени [4, 6], а на противоположную сторону наносился прозрачный электрод (ПЭ). Перед мишенью на расстоянии 1 мм располагался коллектор вторичных электронов, а мишень в процессе экспериментов облучалась расфокусированным пучком электронов диаметром 40 мкм и работала, таким образом, в режиме ближнего коллектора [7]. Потенциальное пятно визуализировалось за счет продольного ЭО эффекта и считывалось поляризованным светом в схеме «на просвет» (рис. 1, а). В эксперименте регистрировались а) ток фотоприемника на выходе светового клапана, пропорциональный интенсивности прошедшего через клапан света; б) ток прозрачного электрода i_p (равный току через образец); в) вторичная компонента тока i_s , определяемая как разность между током через образец и полным током i_p , вышедшим за коллектор (последний отдельно измерялся методом цилиндра Фарадея). Эти величины (вместе с рядом контрольных) регистрировались многоканальным анализатором NTA-1024, работавшим в комплексе с микро-ЭВМ EM6-666.

Поскольку регистрируемые величины сильно зависят от задаваемых внешних параметров установки (напряжений прозрачного электрода U_p и коллектора U_k , первичного тока i_p , интенсивности $I_{вк}$ и спектрального состава

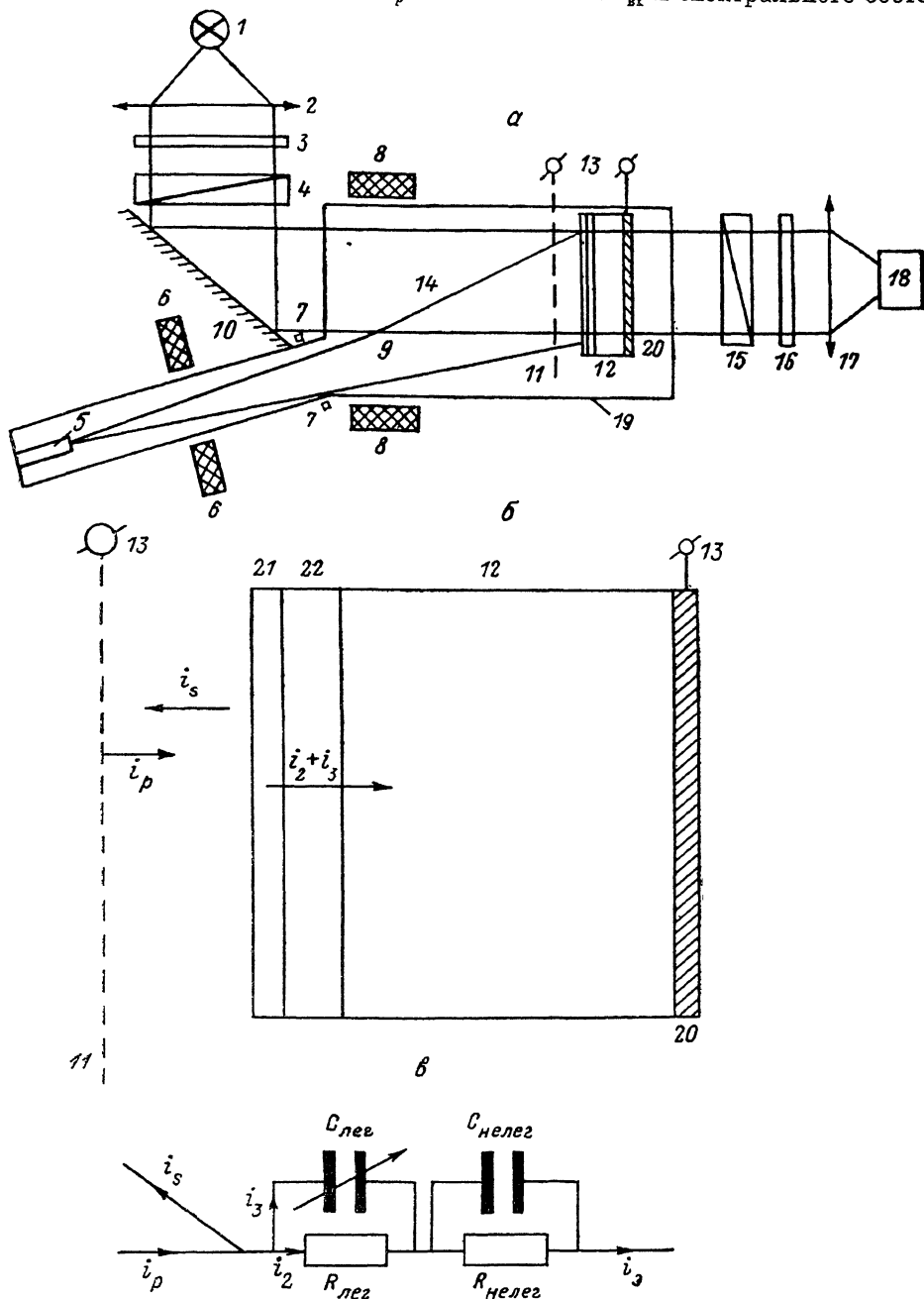


Рис. 1. Схема установки (а), мишень ЭЛТ (б) и эквивалентная электрическая схема при использованных нами интенсивностях считывающего излучения ($C_{нелег} \gg C_{лег}$; $R_{нелег} \ll R_{лег}$) (в).

а: 1 — источник света, 2 — коллиматор, 3, 16 — светофильтры, 4, 15 — поляризаторы, 5 — электронно-лучевая пушка, 6 — фокусирующая система, 7 — отклоняющая система, 8 — центрирующая система, 9 — электронный луч, 10 — зеркало, 11 — коллектор, 12 — кристалл BSO, 13 — высоковольтные вводы, 14 — баллон, 17 — объектив, 18 — приемник; б: 19 — вакуумная камера, 20 — прозрачный электрод, 21 — слой диэлектрика, 22 — легированный слой.

$\lambda_{вк}$ считывающего света, то нами были предварительно исследованы так называемые динамические режимные кривые светового клапана. Одна из них представлена на рис. 2, а. При получении каждой такой кривой фиксировались

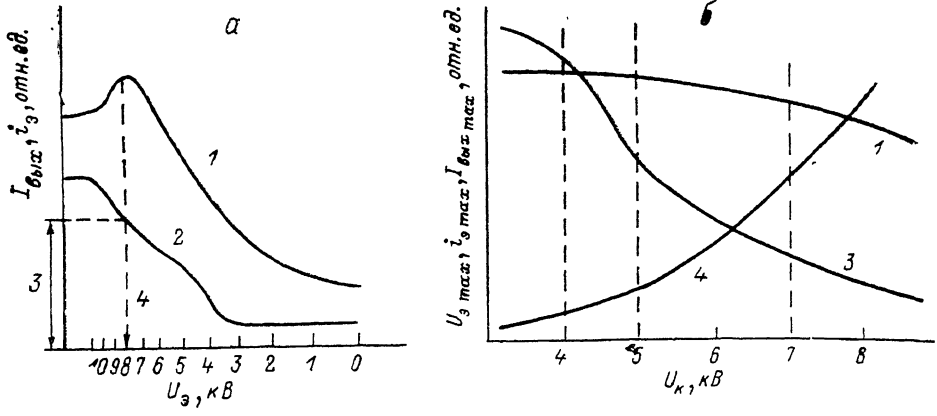


Рис. 2. Динамическая режимная кривая светового клапана (а) и зависимость $I_{\text{вых макс}}$ (1), $i_{0 \text{ макс}}$ (2) и $U_{0 \text{ макс}}$ (3) от напряжения на коллекторе U_k (б).

а: 1 — зависимость интенсивности $I_{\text{вых}}$ на выходе от напряжения U_0 прозрачного электрода (ПЭ) при $U_k = \text{const}$; 2 — зависимость тока i_0 от U_0 ($U_k = \text{const}$); 3 — $i_{0 \text{ макс}}$ — величина тока через ПЭ, соответствующая максимуму $I_{\text{вых}}$; 4 — $U_{0 \text{ макс}}$ — напряжение на ПЭ, соответствующее $I_{\text{вых}}$; б. штриховые линии — выбранные режимы работы клапана.

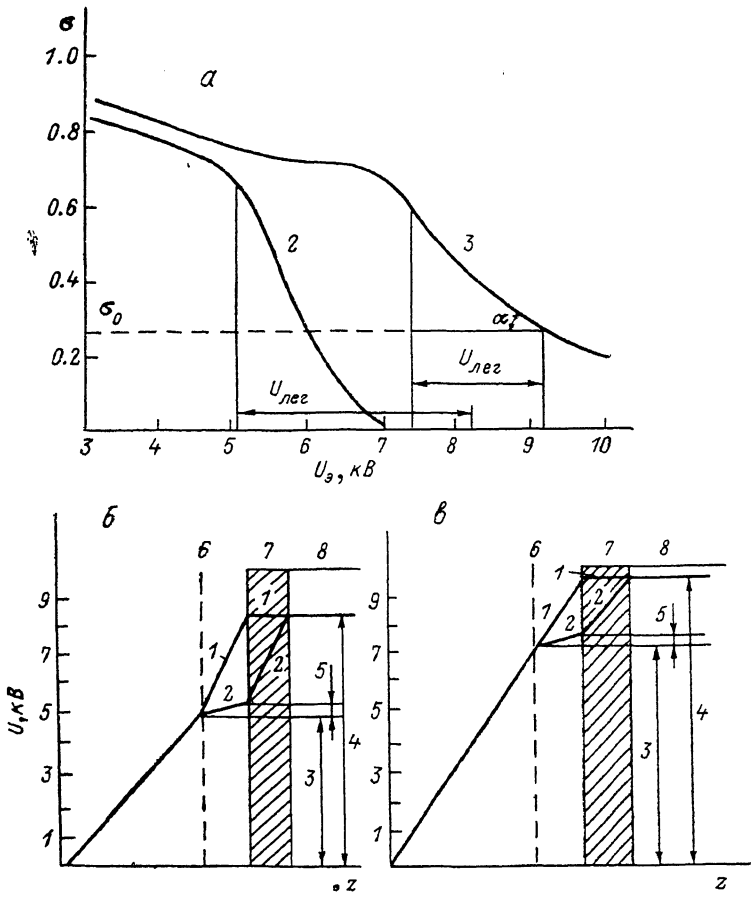


Рис. 3. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии σ от U_0 (а) и распределение потенциала в элементе изображения (б, в).

а: $U_k = 5$ (2), 7 кВ(3); $U_{\text{лег}}$ — напряжение на легированном слое, $I_{\text{вых}} = 30$ мВт/см²; б, в: $U_0 = 8.3, 9.2$ кВ; 1 — распределение в начальный момент, 2 — после зарядки электронным лучом, 3 — ускоряющий потенциал, 4 — U_0 , 5 — разность потенциалов коллектор—мишень, 6 — коллектор, 7 — легированный слой, 8 — кристалл BSO.

U_r и i_p , а U_a «медленно» (т. е. так, чтобы успевали закончиться все переходные процессы) изменялось от 10 до 0 кВ. При этом регистрировались сигнал на выходе клапана $I_{\text{вых}}$ и ток через прозрачный электрод i_a . Из каждой кривой извлекались $U_{a \text{ макс}}$ — напряжение прозрачного электрода, соответствующее максимуму выходного сигнала, величина этого сигнала $I_{\text{вых макс}}$ при данном $U_{a \text{ макс}}$ и ток через ПЭ при $U_{a \text{ макс}}$. Затем строились графики (рис. 2, б) зависимостей этих величин от напряжения коллектора U_r и по ним выбирались режимы 2, 3 работы светового клапана, каждый из которых характеризовался фиксированными установочными параметрами U_r , $I_{\text{вх}}$, i_p и диктуемым графиком рис. 2, б значением $U_{a \text{ макс}}$.

Кроме этого, нами учитывалась хорошо известная способность силленитов сохранять накопленный заряд в течение длительного времени [8] и этим вносить неоднозначность в экспериментальные результаты. Поэтому перед каждым опытом образец приводился к исходному состоянию путем стирания накопленного заряда светом из области фоточувствительности кристалла и выдержки его в темноте. Контроль качества стирания осуществлялся по отсутствию оптического сигнала на выходе клапана.

Методом коротких импульсов [7], исключавшим зарядку мишени за время измерения, нами был измерен коэффициент вторичной эмиссии мишени σ в зависимости от U_a в режимах 2, 3 (рис. 3, а). Отсутствие накопленного заряда позволяло констатировать равенство потенциалов облучаемой поверхности и

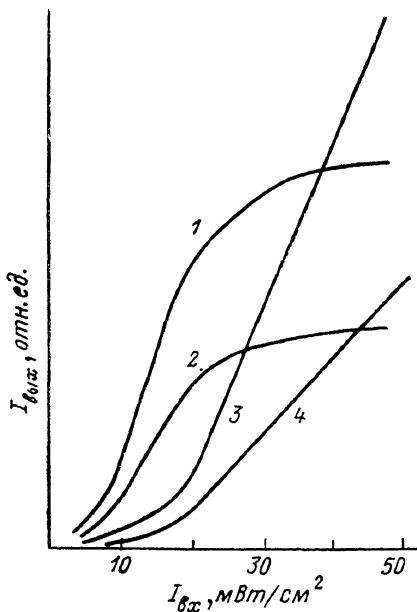


Рис. 4. Передаточные характеристики светового клапана.

1, 2 — $\lambda_{\text{св}} = 6000 \pm 500$; 3, 4 — 4500 ± 500 Å; 2, 4 — $i_a = 5$; 1, 3 — 5 мкА.

прозрачного электрода, что подтверждалось отсутствием светового сигнала на выходе клапана в продолжении измерительного импульса. Эти измерения позволили в дальнейшем определить фактический потенциал облучаемой поверхности мишени уже в условиях ее зарядки путем измерения σ в рабочих режимах и последующего извлечения указанного потенциала из графика рис. 3, а. Распределение потенциала в элементе изображения светового клапана, полученное таким образом, показано на рис. 3, б. Знание разности потенциалов между облучаемой и тыльной сторонами мишени $\Delta U_{\text{кр}}$ позволило вычислить ее проводимость по i_a и определить зависимость проводимости от сквозного тока i_a (рис. 3) в условиях «электронного контакта» [9]. Обнаруженное при этом линейное возрастание стационарной проводимости кристалла с увеличением i_a связывается нами с токовым нагревом мишени в условиях затрудненного теплоотвода в вакууме.

Нами исследованы также важные для практических целей передаточные характеристики светового клапана (рис. 4), представляющие собой зависимости интенсивности света на выходе от входной интенсивности для различных длин волн считывающего излучения.

Для света из области прозрачности кристалла BSO : Ni ($\lambda = 6000$ Å) характеристика является линейной до значений 50 мВт/см² рассеиваемой на кристалле световой мощности, тогда как для света, эффективно генерирующего носителя ($\lambda = 4500$ Å), она отклоняется от линейной уже при 20 мВт/см². Причиной отклонения от линейности является перераспределение напряжений между электрооптическим кристаллом и вакуумным промежутком кристалл — коллектор в пользу последнего (рис. 1, б). В предположении линейной зави-

симости коэффициента вторичной эмиссии σ от напряжения на кристалле $\Delta U_{кр}$ в интервале 0—3 кВ (рис. 3, а) уравнение баланса токов позволяет получить явное выражение для напряжения на кристалле $\Delta U_{кр}$, возникающего при бомбардировке мишени электронами

$$\Delta U_{кр} = \frac{i_p(1-\sigma_0)}{\Sigma_0 + \left(\frac{\partial \Sigma}{\partial i_p} + K\right)i_p}, \quad (1)$$

где $\Sigma = \Sigma_0 + (\partial \Sigma / (\partial i_p))i_p$ — проводимость кристалла, линейно зависящая, как показали опыты, от первичного тока i_p в интервале 0—100 мкА; $\Delta U_{кр} = i_p / \Sigma -$

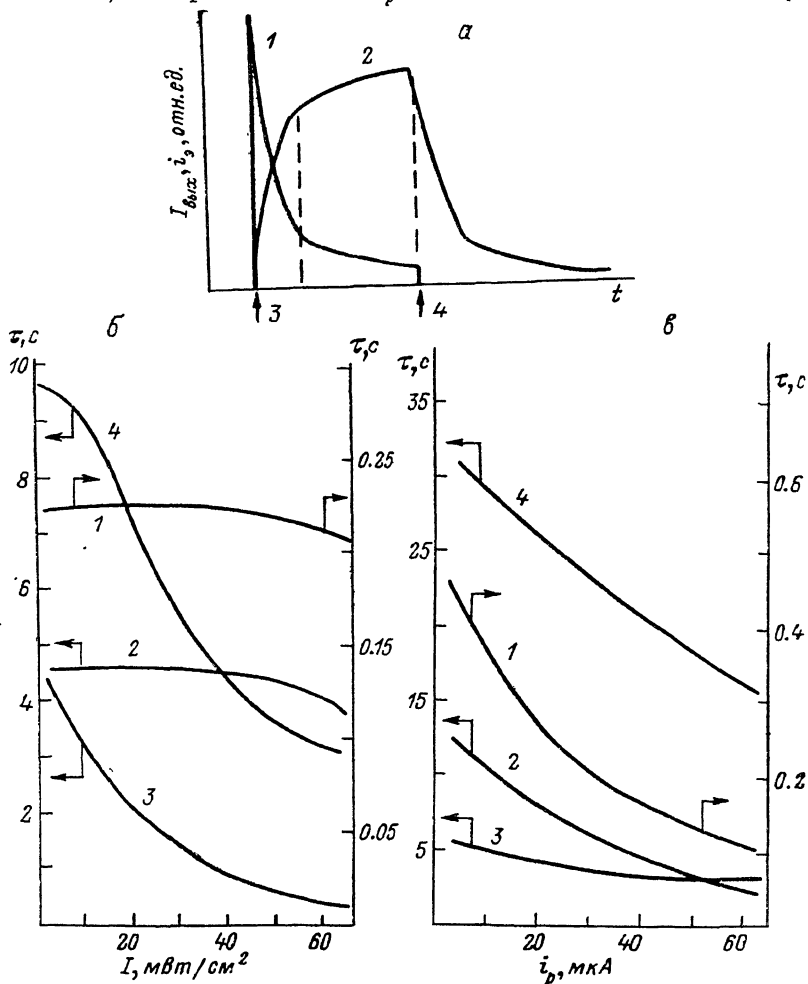


Рис. 5.

а — типичная временная зависимость тока через мишень (1) и интенсивности света на выходе светового клапана (2) (3 — момент включения электронного луча, 4 — момент выключения электронного луча); б, в — зависимость постоянных времени переходных процессов от интенсивности считывающего излучения и первичного тока (1 — τ'_1 ; 2 — τ'_2 ; 3 — τ''_1 ; 4 — τ''_2).

напряжение на мишени ($\partial \Sigma / \partial i_p = \text{const}$); i_p — первичный ток, вышедший в промежуток кристалл—коллектор, а смысл $K = \text{tg } \alpha$ и σ_0 ясен из рис. 3, а.

Отсюда следует, что при малом токе i_p электронного луча, когда $(\partial \Sigma / \partial i_p + K)i_p \ll \Sigma_0$, имеем $\Delta U_{кр} = i_p(1-\sigma_0) / \Sigma_0$, т. е. в этом режиме существует возможность компенсации падения сигнала на выходе клапана, возникающего из-за возрастания проводимости кристалла при росте интенсивности считывающего света. Как следует из приведенного выражения, компенсацию можно произвести за счет увеличения первичного тока i_p . Если он уже достаточно велик, т. е. $(\partial \Sigma / \partial i_p + K)i_p \gg \Sigma_0$, то $\Delta U_{кр} = (1-\sigma_0) / (\partial \Sigma / \partial i_p + K)$ и целиком опре-

деляется, таким образом, вторично-эмиссионными свойствами мишени ($\partial \Sigma / \partial i_p = \text{const}$). Компенсация при этом невозможна. Поэтому выбор вторично-эмиссионных свойств диэлектрика на поверхности мишени имеет принципиальное значение для получения максимальной интенсивности света на выходе клапана.

Помимо стационарных, нами были исследованы также переходные характеристики светового клапана в процессе заряда и разряда. Типичный вид переходной характеристики представлен на рис. 5, а. Оказалось, что в обоих случаях они могут быть хорошо аппроксимированы двумя экспоненциальными кривыми с соответствующими вкладами экспонент

$$I_{\text{зар}} = A' [1 - \exp(-t/\tau_1')] + B' [1 - \exp(-t/\tau_2')], \quad (2)$$

$$I_{\text{разр}} = A'' \exp(-t/\tau_1'') + B'' \exp(-t/\tau_2''), \quad (3)$$

где $I_{\text{зар}}$, $I_{\text{разр}}$ — интенсивности света на выходе в процессах заряда и разряда; τ_1' , τ_2' , τ_1'' , τ_2'' — постоянные времени; A'/B' и A''/B'' — относительные вклады первого экспоненциального члена.

Сопоставление этих кривых с экспериментальными и извлечение параметров экспонент осуществлялось с помощью микро-ЭВМ ЕМС-666. Зависимость полученных параметров от i_p и $I_{\text{вх}}$ для света из области прозрачности представлена на рис. 5, б.

На основании анализа полученных результатов нами была предложена эквивалентная электрическая схема светового клапана (рис. 1, в). Расчет переходных процессов в такой схеме показывает, что ни при каких значениях параметров схемы напряжение на $C_{\text{легр}}$ (связанное через электрооптический коэффициент с интенсивностью света на выходе клапана) не может меняться по закону, представляющему собой сумму экспонент. Для этого необходимо, чтобы по крайней мере один из параметров схемы изменялся непосредственно во время переходного процесса. Подробный анализ направлений и границ такого изменения показывает, что для непротиворечивого объяснения процессов заряда и разряда следует предположить, что во время протекания переходного процесса изменяется электрическая емкость мишени. Закон изменения емкости был нами получен путем сравнения экспериментальной кривой переходного процесса с теоретической, полученной интегрированием уравнения Кирхгофа для цепи (рис. 1, в) с изменяющейся емкостью. Оказалось, что в процессе заряда емкость мишени возрастает по закону

$$C = C_{\infty} - (C_{\infty} - C_0) \exp(-t/\tau_c), \quad (4)$$

где C_0 — начальное значение емкости, C_{∞} — ее конечное значение, τ_c — характерное время.

Физическая причина роста емкости в процессе заряда поясняется следующими соображениями. Электроны, разогнанные до скорости, определяемой потенциалом коллектора, проникают в промежуток коллектор—мишень, где продолжается их разгон до скорости, определяемой потенциалом передней поверхности мишени. На начальном этапе зарядки (до формирования зарядного пятна) сквозной ток i_2 через мишень (рис. 1, в) практически равен нулю, так как происходит заряд емкости $C_{\text{легр}}$. Таким образом, $i_p = i_s + i_3$, где i_3 — ток заряда емкости, i_s — вторично-эмиссионный ток. К моменту окончания заряда зарядный ток i падает до 0 и $i_p = i_s + i_2$, где i_2 — сквозной ток через мишень. Измеряемый на опыте ток заряда мишени равен $i_{\text{зар}} = i_2 + i_3$. Таким образом, в процессе зарядки происходит перераспределение токов i_2 и i_3 в пользу i_2 , а также рост вторичного тока i_s , поскольку формирование зарядного пятна снижает потенциал передней поверхности мишени и тем самым увеличивает коэффициент ВЭЭ σ (рис. 3, а). Растет также разность потенциалов на легированной части кристалла (рис. 3, б) и вместе с ней оптический сигнал на выходе клапана. Рост емкости связан с уводом генерируемых носителей из легированной части в прозрачный электрод. На их месте остается нескомпенсированный положительный заряд и формируется область пространственного заряда (ОПЗ) [10]. Экранировка поля, возникающая при таком разделении носителей, формально эквивалентна росту эффективной диэлектрической

проницаемости (и, таким образом, электрической емкости) мишени. Заметим, что при отсутствии сквозного тока через мишень рост емкости ограничивался бы концентрацией положительного заряда в ОПЗ, но рост сквозного тока в процессе зарядки частично компенсирует этот положительный заряд и снижает верхний предел роста емкости. Динамическое равновесие токов и определяемая этим стационарная концентрация заряда в ОПЗ устанавливают значение C_m .

Мы проверили эти соображения, регулируя сквозной ток i_2 путем варьирования проводимости кристалла с помощью изменения интенсивности считывающего излучения. Управляя током i_2 , мы изменяли C_m , что влияло на характерные времена процесса заряда, так как постоянная времени первой экспоненты в выражении (2) определяется при прочих равных условиях значением C_0 , а второй — значением C_m . Опыт показал, как и ожидалось, что τ_2 уменьшается с уменьшением C_m (ростом i_2 , т. е. увеличением интенсивности считывающего света увеличивает проводимость кристалла, а вместе с этим и сквозной ток i_2 , что уменьшает значение C_m) (рис. 5, б).

Следует заметить, что, согласно данной модели, процесс разрядки мишени оказывается существенно иным, а именно в момент выключения луча емкость мишени не уменьшается, релаксируя от значения (рис. 6, а) C_m до значения C_0 , как можно было бы думать. При таком уменьшении емкости напряжение на

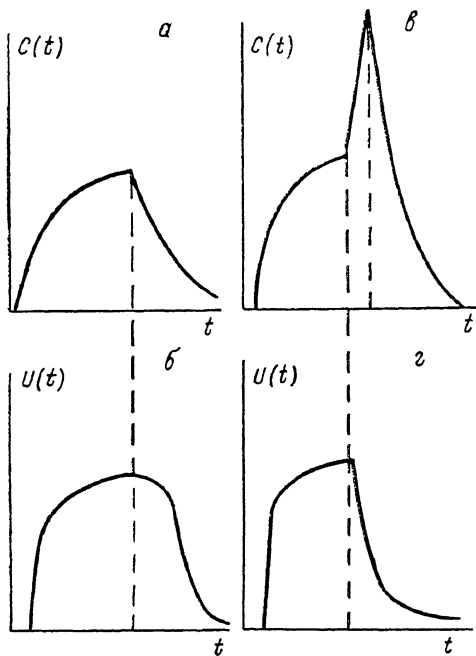


Рис. 6.

а — временная зависимость емкости мишени, б — соответствующее ей изменение напряжения на мишени для случая отсутствия сквозного тока; в, г — то же при наличии сквозного тока; t_1 — включение электронного луча, t_2 — его выключение, t_3 — момент окончания скачка емкости.

мишени (а вместе с ним и световой сигнал на выходе) должно было бы меняться, как показывают расчеты, по закону рис. 6, б, что для ряда отличных от нашего режимов стирания накопленного заряда действительно наблюдается, например при стирании его с помощью вторичной электронной эмиссии в кристалле KDP [11], для которого характерно отсутствие сквозных токов ввиду малой проводимости. В нашем же случае стирание происходит за счет саморазряда мишени в условиях протекания сквозного тока. При этом в момент отсечки электронного луча (рис. 5, а) происходит резкое падение компенсирующего положительный заряд ОПЗ действия сквозного тока и соответственно резкое возрастание емкости мишени до значения C'_m . После этого начинается релаксация ее величины от C'_m до C_0 , которая связана с рассасыванием накопленного зарядного пятна сквозь мишень. В целом электрическая емкость мишени изменяется по закону, представленному на рис. 6, в. Скачкообразный рост емкости при отсечке электронного луча приводит к соответствующему падению напряжения на мишени и такому же падению светового сигнала на выходе. Характерное время этого процесса, в течение которого емкость меняется за счет установления новой концентрации носителей заряда в ОПЗ, известно в литературе как «время релаксации нестационарной емкости». Время τ'_1 установления нового значения концентрации носителей в условиях отсечки сквозного тока определяется генерационно-рекомбинационным равновесием при непрерывной генерации носителей считывающим светом [12]

$$\tau'_1 = 1/SJ_{nr}, \quad (5)$$

где S — сечение фотоионизации центров, с которых происходит генерация, $I_{\text{вх}}$ — плотность мощности считывающего излучения.

Согласно этому выражению τ'_1 должно зависеть от $I_{\text{вх}}$ по гиперболическому закону, что и наблюдалось нами на опыте. Вычисленное отсюда сечение процесса фотоионизации носителей не зависит от $I_{\text{вх}}$ и равно $1.6 \pm 0.3 \cdot 10^{-17}$ см²/фотон.

Решение уравнения Кирхгофа для процесса разряда в предположении, что емкость мишени меняется по линейному закону $C = C_m + Kt$ в интервале $[t_2, t_3]$ (рис. 6, б), спитое с решением для интервала $[t_3, \infty]$, где емкость релаксирует по закону $C = C_0 + (C'_m - C_0) \exp(-t/\tau)$, позволяет полностью описать процесс разряда мишени (γ — постоянная времени релаксации емкости от значений C'_m до значений C_0). Сравнение с экспериментом позволило нам определить величины, характеризующие емкость мишени на различных стадиях переходного процесса. Так, $C_0 = 10^{-9}$ Ф, $\tau_c = 9.1 \pm 0.2$ с, $C_m = 31 \cdot 10^{-9}$ Ф, $C'_m = 84 \cdot 10^{-9}$ Ф, $K = 5.8 \pm 0.1 \cdot 10^{-9}$ Ф/с.

Оказалось, что легирование никелем приводит к существенному повышению показателя преломления кристалла $\text{Vi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ($\Delta n \approx 2 \cdot 10^{-3}$). Это позволило путем микроскопического исследования поперечных срезов мишеней оценить толщину легированного Ni слоя мишени. Так, для мишени, легированной методом высокотемпературной диффузии, толщина легированного слоя оценена в 250 мкм, что привело к значению статической диэлектрической проницаемости кристалла $\text{BSO} : \text{Ni}$, равному 27. Это немного меньше значения 50 для нелегированного кристалла $\text{Vi}_{12}\text{SiO}_{20}$.

Заметим, что исследованный световой клапан может быть использован в системах обработки оптической информации. Например, он может служить входным устройством коррелятора Ван дер Люггта, в котором регистрирующей средой является материал с фазовым переходом полупроводник—металл на основе VO_2 , поскольку оптические свойства VO_2 и BSO удачно дополняют друг друга [14].

В заключение авторы приносят благодарность Б. П. Захарчене и Ф. А. Чудновскому за полезные обсуждения и поддержку работы.

Список литературы

- [1] Кацавец Н. И., Леонов Е. И., Орлов В. М., Шадрин Е. Б. // ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 7. С. 424—428.
- [2] Иванов А. В., Копылов Ю. Л., Кравченко В. Г. и др. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 12. С. 2416—2418.
- [3] Андрушко А. В., Вознесенский В. А., Волнянский М. Д. и др. // Сб. тр. Днепропетровского госуниверситета. Днепропетровск, 1981. С. 26—29.
- [4] Леонов Е. И., Орлов В. М., Хабаров С. Э. и др. // Изв. АН СССР. Сер. Неорган. материалы. 1986. Т. 22. № 7. С. 1165—1169.
- [5] Ильинский А. В., Шадрин Е. Б. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. Вып. 1. С. 34—37.
- [6] Ильинский А. В., Шадрин Е. Б. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. Вып. 9. С. 520—523.
- [7] Шульман А. Р., Фридрихов С. А. Вторично-электронные методы исследования твердого тела. М.: Наука, 1977. 552 с.
- [8] Кацавец Н. И., Леонов Е. И., Шадрин Е. Б., Щербаков А. Г. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 3. С. 589—594.
- [9] Гудаев О. А., Косцов Э. Г., Малиновский В. К. // Автометрия. 1978. № 1. С. 92—96.
- [10] Астратов В. Н., Ильинский А. В. // ФТТ. 1981. Т. 24. Вып. 1. С. 108—115.
- [11] Мальшаков В. Г., Манкевич С. К., Нагаев А. И. и др. // Техника кино и телевидения. 1978. № 7. С. 53—63.
- [12] Родерик Э. Х. Контакты металл—полупроводник. М.: Радио и связь, 1982. 134 с.
- [13] Акустические кристаллы. Справочник. М.: Наука, 1982. 631 с.
- [14] Агринский П. В., Захарченя Б. П., Цукерман Е. В., Чудновский Ф. А. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 12. С. 48—51.