

04; 07; 12

МИНИМАЛЬНЫЕ РЕГИСТРИРУЕМЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТА И БЫСТРОДЕЙСТВИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ОПТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ИОНИЗАЦИОННОГО ТИПА

Ю. А. Астров, С. П. Теперих

При исследовании временного шума яркости свечения разрядного промежутка преобразователя обнаруживаются автоколебания, сопровождающиеся при малых токах прерывистым горением разряда. Предложена качественная модель явления, учитывающая процессы лавинообразования в системе с высокоомным электродом для таунсендовского механизма пробоя. На основе этих результатов рассмотрены ограничения по быстродействию и чувствительности преобразователей в задачах скоростной фотографической регистрации быстропротекающих процессов. На основе литературных данных по преобразователям сделаны оценки практически достижимых значений этих величин.

Введение

Преобразователи изображений ионизационного типа используют фотоэлектрические свойства структуры полупроводниковый фотоприемник—газоразрядный промежуток [1, 2]. В основе механизма преобразования лежит управление локальной плотностью тока самостоятельного разряда тонкого газового промежутка фоточувствительным полупроводниковым электродом. Изображение, проецируемое на полупроводниковый электрод, вызывает увеличение тока разрядного промежутка и соответственно свечения в видимой области спектра газа или люминофора, нанесенного на второй, прозрачный, электрод преобразователя. Спектральная чувствительность преобразователей определяется областью фоточувствительности применяемого полупроводникового приемника.

Ранее было показано, что быстродействие преобразователей достигает субмикросекундной области времен при регистрации высокоинтенсивных ИК импульсных изображений [3-5]. Однако скоростные возможности устройств в высокочувствительном режиме (т. е. в условиях регистрации интенсивностей света, близких к пороговым) до сих пор не изучались.

Высокая чувствительность преобразования может быть реализована лишь при больших сопротивлениях приемника в неосвещенном состоянии, т. е. при малых «темновых» токах. В этом случае легко достигаются условия для эффективной модуляции тока светом. Вместе с тем в работе [3] было установлено, что при малых средних по времени плотностях тока j разряд в газоразрядном промежутке (ГРП) становится прерывистым. Это приводит к сильному временному шуму преобразованного изображения и резкому ухудшению быстродействия по сравнению со случаем непрерывного горения разряда, характерного для достаточно больших токов [3].

Экспериментальные результаты настоящей работы показывают, что временной шум преобразователя в значительной мере упорядочен и обусловлен автоколебательными процессами в горении разряда. Предложена модель, согласно которой в условиях таунсендовского разряда автоколебания обусловлены процессами лавинного размножения носителей заряда в ГРП и наличием обратной связи между изменением проводимости ГРП и разности потенциалов

на нем. В рассматриваемой ситуации для системы характерно существование минимального (критического) тока, ниже которого осуществляется переход к прерывистому горению. Найдена эмпирическая связь между скоростью релаксации потенциала в структуре и наблюдаемой частотой колебаний.

При ступенчатом изменении во времени входной интенсивности света в преобразователе устанавливается колебательный процесс с измененным периодом, длительность которого и характеризует инерционность преобразования. При таком подходе к проблеме оказалось возможным установить количественную связь между минимальными регистрируемыми интенсивностями света и временным разрешением преобразователей, хорошо согласующуюся с данными экспериментов. Получены также соотношения, связывающие энергетическую чувствительность и минимальную регистрируемую устройством интенсивность излучения с амперваттной чувствительностью применяемого полупроводникового приемника.

Методика экспериментов

Выходной характеристикой преобразователя является яркость свечения ГРП. Динамические характеристики яркости изучались с помощью ФЭУ. Общая площадь разряда составляла 2.5 см^2 . Для исключения влияния коронирующих краевых областей ГРП на результаты регистрировалось свечение ограниченного участка разрядной области ($\sim 1 \text{ см}^2$) в ее центральной части. Кроме временных измерений яркости свечения, с помощью анализатора спектров С4-25 исследовались также его частотные свойства. Собственные шумы ФЭУ и измерительного тракта во всех случаях были существенно ниже шумов свечения разряда.

Конструкция преобразователя допускала охлаждение приемника до $T = -85 - 90 \text{ К}$. При $T \approx 300 \text{ К}$ использовались $\text{GaAs}\langle\text{Cr}\rangle$ приемники [2, 6], для температур, близких к азотным, — $\text{Si}\langle\text{Au}\rangle$ [7]. Величина сопротивления приемника могла изменяться стационарной и однородной по его площади засветкой. В качестве источника слабого импульсного светового потока использовался непрерывный ИАГ — лазер ($\lambda = 1.06 \text{ мкм}$) с акустооптическим модулятором, который позволял менять амплитуду и длительность светового импульса в широких пределах.

Обнаруженные в опытах закономерности свечения разряда имеют общий характер и наблюдаются при заполнении разрядной области различными газами (N_2 , Ar , воздух). Описываемые ниже результаты получены для горения разряда в азоте.

Результаты

а) Колебательное горение разряда. На рис. 1 приведены типичные осциллограммы и частотные спектры свечения ГРП преобразователя с приемником $\text{Si}\langle\text{Au}\rangle$ при различных значениях J . Данные получены при давлении газа в промежутке $P = 22 \text{ мм рт. ст.}$, толщине приемника $d_1 = 0.6 \text{ мм}$ и длине разрядного промежутка $d_2 = 80 \text{ мм}$. Сопротивление приемника R_1 поддерживалось постоянным с помощью подсветки.

Наблюдение за процессом горения разряда показывает, что при малых плотностях тока $j \leq 10^{-6} \text{ А/см}^2$ осуществляется прерывистый режим горения. Сигнал свечения имеет вид последовательности кратковременных вспышек с характерной длительностью несколько микросекунд, хаотически распределенных по амплитуде и во времени (рис. 1, а). Увеличение тока сопровождается сокращением среднего периода повторения импульсов. При $j \geq 10^{-6} \text{ А/см}^2$ система переходит в непрерывный режим горения ГРП; разряд при этом остается сильно шумящим (рис. 1, б—г). При частотном анализе сигнала обнаруживается некоторая характерная частота f , которая увеличивается с ростом среднего тока разряда (рис. 1). Отметим, что показанное на рис. 1 поведение системы имеет место при изменении как питающего напряжения, так и сопротивления приемника. Аналогичные закономерности наблюдаются и при $T = 300 \text{ К}$ (система с приемником $\text{GaAs}\langle\text{Cr}\rangle$). Отсюда следует, в частности, что особенности разряда, наблюдаемые в преобразователе с $\text{Si}\langle\text{Au}\rangle$ приемниками, не являются

специфическими ни для данного типа приемников, ни для криогенного разряда в газе.

б) Механизм генерации колебаний. Как известно, самостоятельный разряд в газе может поддерживаться лишь за счет процессов лавинообразного размножения электронов. Кроме этого, необходим механизм освобождения новых (вторичных) электронов из катода. Из физики самостоятельных разрядов [8, 9] следует, что непрерывность горения разряда во времени может обеспечиваться лишь при значительных разрядных токах, превышающих некоторое минимальное (критическое) значение. Величина этого тока $i_{мин}$ определяется параметрами разрядного промежутка. Для тонких промежут-

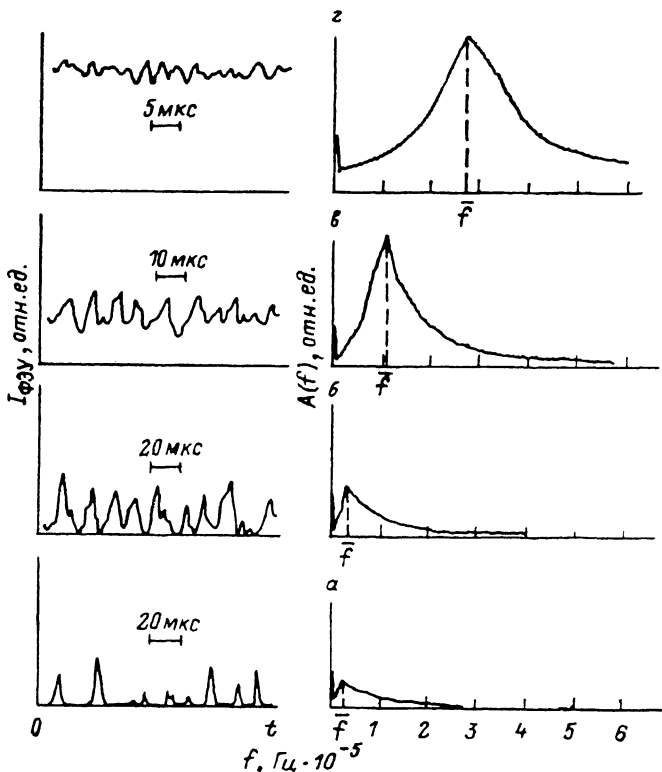


Рис. 1. Осциллограммы и частотные спектры свечения разрядного промежутка преобразователя с приемником Si<Au>.

$J. A/cm^2$: а — $7 \cdot 10^{-7}$, б — $1.5 \cdot 10^{-6}$, в — $2.3 \cdot 10^{-5}$, з — $6.2 \cdot 10^{-5}$.

ков, соответствующих условиям работы преобразователя, $i_{мин}$ достигает довольно больших значений. Оценка величины $i_{мин}$ может быть выполнена следующим образом.

В разрядной области преобразователя осуществляется таунсендовский механизм пробоя, который реализуется при малых значениях произведения $P \cdot d_2$ [8]. Условие самоподдерживающегося разряда достигается при критической разности потенциалов на ГРП $U_{кр}$ и имеет вид [8]

$$\gamma [\exp(ad_2) - 1] = 1, \quad (1)$$

где γ — коэффициент вторичной электронной эмиссии; α — первый коэффициент ионизации Таунсенда, который определяется числом электронов, генерируемых затравочным электроном на единице пути его дрейфа в электрическом поле.

Поскольку в низковольтных таунсендовских разрядах значение γ мало ($\gamma \ll 1$), то условие (1) может быть записано в следующем виде:

$$\gamma \exp(ad_2) = 1. \quad (2)$$

Это соотношение имеет простой физический смысл: число положительных ионов в разряде должно быть достаточным для освобождения из катода еще одного электрона, способного в свою очередь повторить процесс образования лавины. Из выражения (2) следует, что для $U \simeq U_{кр}$ при развитии лавины, инициируемой одним электроном, в ГРП переносится заряд

$$Q \sim e \exp(ad_2) = e/\gamma, \quad (3)$$

где e — заряд электрона.

Этот заряд Q переносится за время порядка времени пролета носителей $\tau_{пр}$ на длине ГРП. Если в течение времени $\tau_{пр}$ следующий электрон из катода не освобождается, то разряд затухает. Таким образом,

$$i_{мин} = Q/\tau_{пр} = e/(\gamma\tau_{пр}). \quad (4)$$

В наших условиях (малых d_2 и сильных электрических полей в разрядной области) пролетные времена малы $\tau_{пр} \simeq 10^{-10}$ с [10]. Типичны для таунсендовского

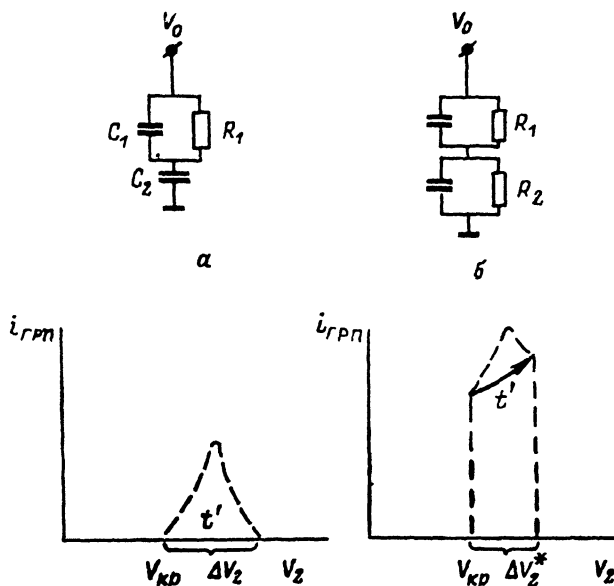


Рис. 2.

а — прерывистый режим горения разряда, б — непрерывный.

разряда значения $|\gamma| \sim 10^{-2}$ [8]. В итоге получаем довольно высокое значение $i_{мин} \sim 2 \cdot 10^{-7}$ А. Результат такой оценки по порядку величины соответствует наблюдаемому значению минимального непрерывного тока для площади разрядного промежутка ~ 1 см².

Генерация импульсов свечения в прерывистом режиме горения происходит за счет образования лавин при появлении в межэлектродном пространстве свободных (затравочных) электронов. В случае статистически независимых актов появления таких электронов (а также независимости эффективности лавинообразования от фазы процесса горения прерывистого разряда) перенос заряда в ГРП лавинами напоминал бы обычный дробовой шум электронной лампы. В соответствии же с экспериментальными данными (рис. 1) последовательные события образования лавин в значительной степени упорядочены во времени, что приближает ситуацию к генерации в системе периодических релаксационных колебаний.

Рассмотрим на качественном уровне динамику процессов в условиях прерывистого горения разряда. Пусть в некоторый момент времени активный ток разряда отсутствует, так что в течение фазы процесса t' (рис. 2, а) напряжение на емкости ГРП C_2 возрастает за счет переходного процесса в цепи R_1, C_1 ,

C_2 , где R_1 и C_1 — сопротивление и емкость приемника. При $U_2 > U_{кр}$ вероятность возникновения пробоя в единицу времени становится отличной от нуля и увеличивается с дальнейшим ростом перенапряжения промежутка $\Delta U_2 = U_2 - U_{кр}$ [8]. Пробой реализуется, таким образом, при $U_2 > U_{кр}$, так что $\exp(\alpha d_2) > \gamma^{-1}$ (соотношение (2)). В результате концентрация носителей заряда в промежутке лавинообразно нарастает во времени с соответственным ростом проводимости и тока ГРП. Емкость C_2 начинает разряжаться, при достижении $U_2 \approx U_{кр}$, если темп ее подзарядки недостаточен для поддержания тока ГРП $i_{мвп}$ (см. выражение (4)), самостоятельный разряд затухает, поскольку напряжение на разрядной области упадет ниже критического значения. Далее напряжение на ГРП начинает возрастать, и процесс повторяется. Разрядная область служит

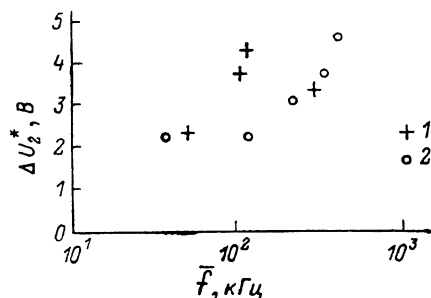
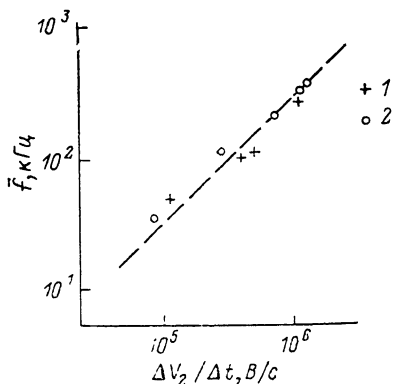


Рис. 3. Зависимость наблюдаемой частоты колебаний от расчетной скорости роста напряжения на ГРП.

1 — Si(Au), 2 — GaAs(Cr).

Рис. 4. Зависимость размаха потенциала на ГРП от частоты генерации.

1, 2 — то же, что и на рис. 3.

своего рода клапаном, сбрасывающим заряд порциями, т. е. происходит генерация релаксационных колебаний [11].

Время сбрасывания «избыточного» потенциала ГРП ΔU_2 определяется быстрым процессом развития лавин в перенапряженной области разрядного промежутка. В такой модели период повторения импульсов определяется главным образом медленной фазой t' релаксации потенциала в структуре с высокоомным электродом, а не пролетными временами в зазоре (как это имеет место при генерации серий лавин в начальной стадии пробоя длинных промежутков [9]). Поскольку возможность реализации пробоя при данной величине перенапряжения носит вероятностный характер, длительность фазы t' , а следовательно, и заряд $\Delta Q = \Delta U_2 C_2$, перенесенный в ГРП в течение импульса тока, имеют статистический разброс. Процесс не является полностью периодическим и дает сплошной спектр (рис. 1, а).

Экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что генерация колебаний в системе осуществляется и при непрерывном режиме горения разряда. Плавное увеличение частоты колебаний при переходе от импульсного к непрерывному горению разряда позволяет предположить, что основные черты рассмотренного явления сохраняются и при $j \geq 10^{-6}$ А/см². Будем считать, что и в этом случае период колебаний определяется в основном длительностью процесса нарастания напряжения на ГРП после его частичного быстрого сброса.

Исходя из этого предположения, можно оценить размах потенциала на разрядной области ΔU_2^* в условиях генерации колебаний. Для этого определим скорость нарастания потенциала на ГРП, воспользовавшись эквивалентной схемой рис. 2, б, где R_2 — положительное для данной фазы процесса сопротивление разрядного промежутка. Будем считать, что $R_2 = U_{кр}/j$. Такое приближение оправдано, поскольку в непрерывном режиме горения постоянная состав-

ляющая тока превышает амплитуду его колебаний, а ΔU_2^* , как будет показано, существенно меньше $U_{кр}$.

При $t \ll \tau$, где

$$\tau = (C_1 + C_2)(1/R_1 + 1/R_2)^{-1}, \quad (5)$$

скорость нарастания потенциала принимает вид

$$\Delta U_2/\Delta t = (U_0 - U_{кр})/\tau. \quad (6)$$

На рис. 3 приведена зависимость наблюдаемой характерной частоты от скорости роста напряжения для фазы t' процесса (рис. 2, б) для обеих исследованных структур. Параметры, необходимые для расчета величины $\Delta U_2/\Delta t$ с использованием соотношения (6), определялись из геометрии структуры, а также измерений j , U_0 и $U_{кр}$. Данные получены при изменении напряжения питания и неизменных сопротивлений приемников. Видно, что частота практически линейно зависит от скорости роста потенциала на ГРП. Это подтверждает справедливость сделанных предположений о характере колебательного процесса. Результаты оценок размаха потенциала на ГРП для различных частот генерации колебаний в структуре, полученные с использованием соотношения

$$\Delta U_2^* = (\Delta U_2/\Delta t) f^{-1}, \quad (7)$$

приведены на рис. 4. В исследованном диапазоне частот, как следует из этих данных, модуляция потенциала ГРП относительно невелика, что оправдывает использование приближения (6).

Колебательное горение разряда создает специфический временной шум преобразователя, являющийся вредным свойством системы с точки зрения качества передачи входного изображения. Вместе с тем это явление дает ключ к пониманию факторов, определяющих связь предельных сенситометрических характеристик преобразователя с его быстродействием.

в) Быстродействие и минимальные регистрируемые интенсивности излучений. Быстродействие преобразователя определим как задержку свечения ГРП относительно импульсного ступенчатого светового возбуждения приемника. При оценке времени перехода Δt в состояние с увеличенным средним по времени током разряда будем полагать, что каждый новый период колебаний в системе определяется лишь скоростью нарастания потенциала на ГРП. Это предположение вытекает из низкой наблюдаемой добротности колебательной системы. Будем также считать, что время фотоответа приемника существенно короче Δt .

При этих условиях величина задержки порядка времени достижения перенапряжения, определяемого выражением (7), т. е. порядка периода колебаний в состоянии с увеличенным непрерывным током. Согласно (6),

$$\Delta t = \frac{\Delta U_2^*}{U_0 - U_{кр}} (C_1 + C_2) (1/R_1 + 1/R_2)^{-1}. \quad (8)$$

В этом выражении $R_2^* = U_{кр}/j_n$ — сопротивление ГРП, определяемое величиной начального непрерывного тока j_n . В начальном (до засветки) состоянии

падения напряжения на приемнике и разрядной области в рабочих условиях преобразователя примерно одинаковы [3-6], так что $R_1 \approx R_2^*$. Будем считать, что при засветке $R_1 \ll R_2^*$,¹ тогда последнее выражение принимает вид

$$\Delta t = \frac{\Delta U_2^* R_1}{U_0 - U_{кр}} (C_1 + C_2) = \frac{\Delta U_2^* (C_1 + C_2)}{j_1}, \quad (9)$$

где j_1 — плотность тока приемника во время засветки, емкости C_1 и C_2 относятся к единице площади структуры.

Из (9) следует, что время запаздывания связано с интенсивностью засветки J_λ соотношением

$$\Delta t j_1 = \Delta t J_\lambda S_\lambda = \Delta U_2^* (C_1 + C_2) = \Delta Q^*. \quad (10)$$

¹ При невыполнении указанного условия величина Δt , как легко видеть, изменяется не более чем вдвое.

Здесь S_λ — амперваттная чувствительность приемника на длине волны λ , ΔQ^* может рассматриваться как минимальная плотность заряда, которую требуется перенести в приемнике для перехода структуры в новое колебательное состояние с увеличенным током. На рис. 5 сплошной кривой показана рассчитанная с использованием соотношения (10) зависимость характерной задержки ответа преобразователя от плотности тока в приемнике, инициируемой засветкой. При этом полагалось $\Delta U_2^* = 3$ В (рис. 4), а $C_1 + C_2 = 30$ пФ/см² (такая величина емкости типична для практически используемых преобразователей).

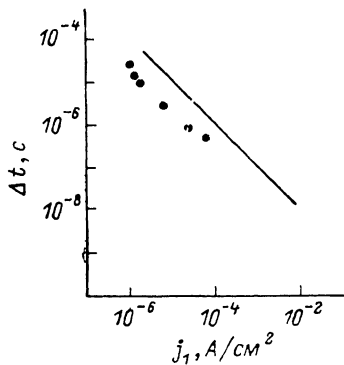


Рис. 5.

Экспериментальная проверка справедливости соотношения (9) выполнялась с использованием преобразователя с приемником Si<Au>. Ступенчатое световое возбуждение приемника с фронтом импульса $\tau_n < 10^{-8}$ с и регулируемой интенсивностью осуществлялось на длине волны $\lambda = 1.06$ мкм. Преобразователь имел следующие параметры: $d_1 = 0.6$ мм, $d_2 = 80$ мкм, $P = 19$ мм рт. ст., напряжение питания $U_0 = 1.3$ кВ. Начальный ток преобразователя устанавливался одной из стационарной засветкой приемника и несколько пре-

вышал минимальный непрерывный. Измерялось среднее характерное время задержки свечения ГРП при различных интенсивностях возбуждения приемника.

На рис. 5 точками показаны полученные времена ответа преобразователя в зависимости от плотности тока приемника при импульсной засветке. Следует отметить, что при малых j_1 величина Δt сильно флуктуирует; в этих условиях регистрировалось усредненное по 10 измерениям значение задержки. Экспериментальная зависимость близка к теоретической, но наблюдаемые значения задержек меньше расчетных. Причина такого расхождения заключается, вероятно, в неоднородном распределении интенсивности излучения лазера по освещаемой площади приемника. Это подтверждается осциллограммами свечения ГРП (рис. 6), из которых следует, что характерные времена задержек порядка периода колебаний в состоянии с увеличенным током. Отметим, что при получении соотношения (9) именно период колебаний принимался за время задержки.

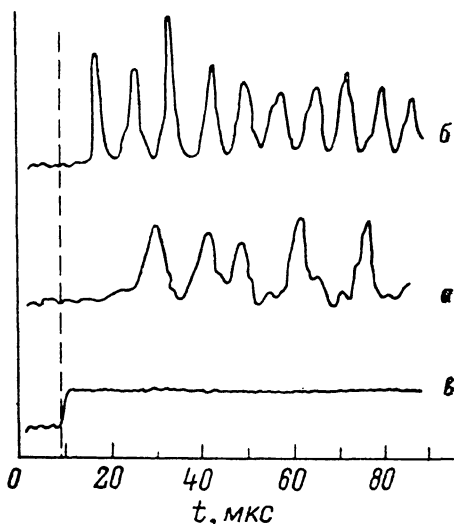


Рис. 6. Характерные осциллограммы сигнала свечения ГРП при различной плотности тока приемника в условиях импульсной засветки.

j_1 , А/см²: а — $2 \cdot 10^{-4}$, б — $5.9 \cdot 10^{-4}$, в — импульс подсветки приемника.

Оценим теперь ограничения на минимальные регистрируемые интенсивности излучения J_λ^{\min} при заданном временном разрешении преобразователя Δt , а также на минимальные регистрируемые энергии излучения H_λ^{\min} . Используя соотношение (10), получаем

$$J_\lambda^{\min} \geq \Delta Q^* / \Delta t S_\lambda, \quad (11)$$

$$H_\lambda^{\min} \geq \Delta Q^* / S_\lambda. \quad (12)$$

Отметим, что указанные предельные чувствительности системы могут быть реализованы лишь при наличии способа записи изображения, обеспечивающего регистрацию плотности заряда ΔQ^* . Для типичных параметров преобразователя величина $\Delta Q^* \approx 10^{-10}$ Кл/см², как следует из рис. 4 и выражения (10).

Следует также заметить, что в рамках рассмотренной модели энергетическая чувствительность не зависит от временного разрешения, в то время как мини-

мальные регистрируемые интенсивности обратно пропорциональны времени экспонирования. Такое рассмотрение имеет естественные ограничения, определяющиеся «темновым» свечением разряда за счет начального тока системы.

Если в качестве критерия обнаружимости входного излучения выбрать двукратное увеличение тока системы и соответственно яркости ГРП при засветке приемника, т. е.

$$\frac{\Delta j}{j_n} = \frac{S_\lambda J_\lambda^{\text{min}}}{j_n} = 1, \quad (13)$$

где $\Delta j = j - j_n$, то предельное значение регистрируемого потока

$$J_\lambda^{\text{min}} \geq j_n / S_\lambda, \quad (14)$$

а временное разрешение, как следует из соотношений (11), (14), не лучше

$$\Delta t = \Delta Q^* / j_n. \quad (15)$$

Понижение J_λ^{min} относительно значений, определяемых выражением (14), в соответствии с критерием (13) возможно лишь при уменьшении начального тока. Однако, как мы видели, это приводит к прерывистому режиму горения разряда.

Предварительные экспериментальные исследования быстрodeйствия преобразователя в таком режиме показывают увеличение инерционности ответа по сравнению с экспериментальными данными рис. 5. Причина естественна, поскольку имеется большая вероятность, что импульс света поступает на вход преобразователя в отсутствие разряда в ГРП в данный момент. Перенапряжения промежутка, требуемые для перехода в состояние с заданным током разряда, увеличиваются по сравнению с определенной выше величиной ΔU_2^* (рис. 4), так как отсутствуют затравочные носители заряда в ГРП. Таким образом, вместо равенства (10) имеем

$$\Delta t j_1 = \Delta U_2 (C_1 + C_2) > \Delta Q^*. \quad (16)$$

Отсюда следует, что достижение заданного временного разрешения в этих условиях требует увеличений по сравнению с соотношением (10) плотностей тока приемника и соответственно более интенсивных засветок.

Используя полученные результаты, представляет интерес оценить предельные сенситометрические характеристики преобразователей для известных значений S_λ приемников. Например, для $S_\lambda = 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-2}$ А/Вт, характерных для Si<Pt>, Si<An> и Si<Zn> приемников [6, 12, 13], и при временном разрешении преобразователя $\Delta t \approx 10^{-6}$ с использование соотношений (11), (12) дает $J_\lambda^{\text{min}} \geq \geq 1.5 \cdot 10^{-1} - 3 \cdot 10^{-3}$ Вт/см², что соответствует минимальной регистрируемой плотности энергии $H_\lambda^{\text{min}} \geq 10^{-7} - 10^{-9}$ Дж/см². При оптимальной плотности начального тока $j_n \approx 10^{-6}$ А/см² увеличение в нашем примере времени экспонирования до $\Delta t \approx 10^{-4}$ с снижает регистрируемые интенсивности до $1.5 \cdot 10^{-3} - 3 \cdot 10^{-5}$ Вт/см², как следует из выражений (14), (15). При дальнейшем увеличении времени экспонирования величина J_λ^{min} не уменьшается, поскольку необходимо удовлетворить критерию (13). Пороговые интенсивности могут быть понижены в соответствии с (13), (14) лишь за счет уменьшения начального тока, т. е. перехода в область прерывистого горения разряда. Однако в этом случае временное разрешение падает быстрее, чем следует из выражения (15), относящегося к непрерывному режиму горения разряда.

Заключение

Таким образом, для решения задач высокоскоростной фотографической регистрации процессов с помощью преобразователей рассмотренного типа оптимальным является режим работы этих устройств с непрерывным горением разряда. Для повышения предельной чувствительности преобразователей необходима разработка малоинерционных приемных элементов с высокой амперватной чувствительностью.

Важно также отметить, что для записи формируемого разрядным промежутком изображения необходимы способы записи, регистрирующие действие достаточно малых плотностей заряда — порядка $\Delta Q^* \approx 10^{-10}$ Кл/см². В настоящее время эта задача может быть решена с использованием усилителей яркости оптического изображения, формируемого в ГРП в коротковолновой области спектра [13, 14], поскольку непосредственное использование галогенсеребряных материалов позволяет регистрировать лишь на порядок большие плотности заряда в преобразователях изображений ионизационного типа [15, 16].

Авторы благодарят Л. Д. Цендина и Ю. Г. Шретера за полезные обсуждения вопросов, затронутых в работе, а также Ю. С. Леликова за помощь в экспериментах по импульсному световому возбуждению преобразователя.

Литература

- [1] *Парицкий Л. Г., Касымов Ш. С. А. с. № 479071. БИ. 1975. № 28.*
- [2] *Касымов Ш. С., Парицкий Л. Г., Рывкин С. М. Деп. в ВИНТИ. М., 1974. № 2693.*
- [3] *Астров Ю. А., Парицкий Л. Г., Порцель Л. М., Рывкин С. М. Деп. в «Электронике». М., 1978. № 2472.*
- [4] *Астров Ю. А., Берегулин Е. В., Валов П. М. и др. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 2. С. 393—396.*
- [5] *Астров Ю. А., Егоров В. В., Муругов В. М. и др. // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3. Вып. 14. С. 701—704.*
- [6] *Астров Ю. А., Касымов Ш. С., Парицкий Л. Г., Рывкин С. М. Деп. в ВИНТИ. М., 1975. № 1032.*
- [7] *Астров Ю. А., Касымов Ш. С., Лебедев А. А. и др. Деп. в ВИНТИ. М., 1975. № 2463.*
- [8] *Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах. М.: ИЛ, 1960. 605 с.*
- [9] *Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968. 390 с.*
- [10] *Месяц Г. А., Бычков Ю. И., Кремнев В. В. // УФН. 1972. Т. 107. № 2. С. 201—228.*
- [11] *Харкевич А. А. Ливнейные и неливнейные системы. М.: Наука, 1973. Т. 2. 566 с.*
- [12] *Астров Ю. А., Азмедова М. М., Лебедев А. А. и др. Деп. в ВИНТИ. М., 1976. № 1976. № 1976.*
- [13] *Астров Ю. А., Лебедев А. А., Порцель Л. М. Деп. в ВИНТИ. М., 1982. № 5404.*
- [14] *Бурова Т. В., Лодыгин А. Н., Парицкий Л. Г. и др. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 4. С. 215—217.*
- [15] *Астров Ю. А., Касымов Ш. С., Парицкий Л. Г. Деп. в ВИНТИ. М., 1975. № 1031.*
- [16] *Астров Ю. А., Горлин Г. Б., Желев В. и др. Деп. в ВИНТИ. М., 1977. № 3186.*

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
9 июня 1987 г.

В окончательной редакции
3 июня 1988 г.