

510

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория ядерных проблем

P-510

В.М. Головин, В.П. Осипенко, А.И. Сидоров

О РЕГИСТРАЦИИ α - ЧАСТИЦ
С ПОМОЩЬЮ КРЕМНИЕВЫХ *n-p*
ПЕРЕХОДОВ

Дубна 1960 год

Б.М.Головин, Б.П.Осипенко, А.И.Сидоров

О РЕГИСТРАЦИИ α -ЧАСТИЦ
С ПОМОЩЬЮ КРЕМНИЕВЫХ *n-p*
ПЕРЕХОДОВ

Первые сообщения об успешном применении / $p-n$ /-переходов на германии для регистрации альфа-частиц были сделаны Маккеем в 1949-1953 годах^{/1-3/}. Используя переходы с диаметром чувствительной области около 10^{-2} см, он наблюдал при попадании альфа-частиц импульсы с амплитудой до 12 милливольт, в несколько раз превышающие уровень шумов. Было также установлено, что фронт нарастания импульса в этих опытах не превышал 50 наносекунд /граница полосы пропускания усилителя/.

Возможности использования поверхностных / $p-n$ /-переходов на германии в качестве альфа-спектрометров изучались в работе Мейера и Госсика^{/4/}. Авторы не приводят данных о временах нарастания и амплитудах импульсов, но указывают, что хорошие результаты получаются лишь с / $p-n$ /-переходами малой площади. При увеличении площади перехода энергетическое разрешение спектрометра ухудшается.

Характеристики и механизм работы германиевых альфа-счетчиков рассматривались в ряде работ Рывкина и его сотрудников^{/5,6/}. В этих работах использовались / $p-n$ /-переходы сферической формы с площадью пластинки германия $S = 4 \text{ мм}^2$. В отличие от работ предыдущих авторов в этих исследованиях альфа-частицы не доходили до слоя объемного заряда и все процессы движения неравновесных носителей имели диффузионный характер. Форма применявшихся / $p-n$ / - переходов обусловила зависимость амплитуды импульса от точки попадания альфа-частицы. В соответствии с выполненными авторами этих работ приближенными расчетами было показано, что для использованных ими образцов амплитуда импульса приблизительно линейно зависит от сопротивления нагрузки, а потом достигает насыщения. В зависимости от приложенного к счетчику напряжения амплитуда импульса вначале резко возрастает, а затем, в довольно широком интервале напряжений, остается постоянной. Максимальная амплитуда импульсов в этих опытах равнялась 5 милливольтам при времени нарастания 2 - 10 мксек.

Рывкиным и др. была исследована также работа германиевых альфа-счетчиков при низких температурах вплоть до $1,5^\circ \text{K}$ ^{/6/}. Было установлено, что при столь сильном охлаждении счетчиков амплитуда импульса слегка уменьшается, но отношение сигнала к шуму резко увеличивается /до 80-100/.

Об успешном применении поверхностных / $p-n$ /-переходов в германии в качестве альфа-спектрометров сообщили также Маккензи и Бромлей^{/7/}. Работая с переходами, имевшими рабочие размеры 2×2 мм², при температуре жидкого азота, они получили импульсы с фронтом нарастания $3 \cdot 10^{-9}$ сек и получили энергетическое разрешение /на лучших образцах / $\frac{\Delta E}{E} = 2,7\%$. Авторы утверждают, что с помощью счетчиков такого типа вполне возможно получать импульсы с фронтом нарастания менее 0,5 наносекунд.

Работа альфа-счетчиков на основе поверхностно-барьерных / $p-n$ /переходов в германии при комнатной температуре изучалась также Мейером^{/8/}. Форма импульса была найдена им на основе точного решения задачи о движении носителей вне слоя объемного заряда. Однако найденное им решение очень громоздко и мало пригодно для проведения практических расчетов.

Экспериментально исследованные Мейером / $p-n$ /-переходы работали при комнатной температуре при бомбардировке альфа-частицами и давали импульсы с максимальной амплитудой 5 милливольт.

Из приведенного обзора данных о применении германиевых / $p-n$ / - переходов для счета альфа-частиц можно сделать вывод, что достаточно хорошие результаты были получены лишь в опытах с сильно охлажденными образцами. Это обусловлено, главным образом, необходимостью уменьшить шумовые токи, весьма значительные в применяемых обычно / $p-n$ /-переходах.

Использование германиевых счетчиков при комнатной температуре оказалось возможным лишь при уменьшении удельного сопротивления материала до $\rho = 5$ омсм. Однако использование такого материала приводит к столь сильному суждению слоя объемного заряда, что практически вся ионизация, создаваемая детектируемой частицей, возникает вне этого слоя. Движение носителей, приводящее к формированию импульса, в этом случае носит диффузионный характер, что значительно ухудшает ряд характеристик таких счетчиков.

Насколько нам известно, в литературе почти нет сведений об исследованиях с альфа-счетчиками на основе / $p-n$ / -переходов в кремнии^{х/}. Между

^{х/} Когда настоящая работа была уже подготовлена к печати, появилось сообщение о регистрации α -частиц кремниевыми / $p-n$ / - переходами, изготовленными из кремния p -типа с $\rho = 10$ ом см^{/8/}.

тем, этот материал по некоторым своим характеристикам /например, вследствие значительно меньших, чем в германиевых переходах, шумовых токах при комнатной температуре/ значительно интереснее германия. Поэтому нами были проведены некоторые опыты по регистрации альфа-частиц кремниевыми переходами и рассмотрены перспективы дальнейших исследований со счетчиками на основе этого материала.

Испытанные нами образцы кремниевых /*p-n*/-переходов изготавливались диффузионным методом на кремнии *p*-типа. Область с электронной проводимостью создавалась диффузией фосфора. Схема структуры образца приведена на рис.1. Толщина области *n*-типа в наших образцах равнялась 15-20 мк. Удельное сопротивление исходного кремния $\rho = 50$ ом см; площадь перехода $\approx 20\text{мм}^2$, что значительно превышает площади переходов, использовавшихся во всех предыдущих работах.

Принципиальная схема установки для регистрации альфа-частиц приведена на рис. 2. На /*p-n*/-переход подавалось запирающее напряжение. Вольт-амперные характеристики некоторых из испытанных образцов приведены на рис.3. Сопротивление нагрузки R_n менялось от 10 ком до 10 мгом. В качестве источника альфа-частиц использовался Pu^{239} .

На рис. 4 приведены средние параметры импульсов, вырабатываемых таким кремниевым счетчиком. Измерения показали, что при увеличении запирающего напряжения на /*p-n*/-переходе амплитуда импульса вначале возрастает, затем остается практически постоянный /рис.5/. Было также установлено, что амплитуда импульса слабо зависит от сопротивления нагрузки /рис. 6/.

Прежде чем приступить к описанию механизма формирования импульса в кремниевом счетчике, отметим, что для применявшихся нами образцов /*p-n*/-переход можно рассматривать как ступенчатый. В этом случае весь слой объемного заряда приходится на область *p*-типа, а напряженности поля и потенциала в образце имеют вид, приведенный на рис. 7. В этом случае толщина слоя объемного заряда и его емкость следующим образом зависят от приложенного напряжения:

$$D = \sqrt{\frac{\epsilon(y_0 + U)}{2\epsilon}} \rho_M \cdot 10^{-6} / \text{см}, \quad //$$

$$C_{\epsilon} \approx S \sqrt{\frac{\epsilon}{\rho \mu 8\pi (\varphi_0 + U)}} \cdot 10^6 \text{ /pf/}, \quad /2/$$

где φ_0 - контактная разность потенциалов, U - приложенное напряжение, μ - подвижность дырок в n -области, ϵ - относительная диэлектрическая проницаемость, S - площадь p - n -перехода.

Рассмотрим формирование импульса в том случае, когда почти весь пробег альфа-частицы лежит в n -области и частица практически не входит в слой объемного заряда. Вследствие того, что на границе слоя объемного заряда постоянно выполняется условие $P = 0$, движение дырок к слою объемного заряда создает диффузионный ток. Для оценочных расчетов этот ток может быть задан в виде

$$J = J_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \quad /3/$$

τ - величина, близкая к времени жизни неравновесных носителей в n -области. В этом выражении учтена рекомбинация неосновных носителей, но не учитывается изменение тока из-за постепенного уменьшения градиента концентрации их. Учет этого дополнительного фактора привел бы к более резкому спаду тока со временем, но мало изменил бы параметры импульса /см. приложение 1/.

Для вычисления временных характеристик импульса воспользуемся эквивалентной схемой генератора тока /рис.8/ $C_{\epsilon x}$ - входная емкость усилителя; R_{ϵ} - обратное сопротивление p - n /перехода, R_n - сопротивление нагрузки/. В нашем случае всегда $R_n \ll R_{\epsilon}$ и поэтому $R_n = \frac{R_n \cdot R_{\epsilon}}{R_n + R_{\epsilon}} \approx R_n$. При этих условиях напряжение сигнала, выделяемого на нагрузке, вычисляется с помощью интеграла Дюамеля:

$$U_c = \frac{1}{C} \int_0^t J(t-\lambda) \cdot e^{-\frac{\lambda}{\theta}} d\lambda = \frac{\frac{J_0}{C} (e^{-\frac{t}{\theta}} - e^{-\frac{t}{\tau}})}{\frac{1}{C} - \frac{1}{\theta}} \quad /4/$$

$$\theta = R_n C .$$

Так как в нашем случае всегда выполняется условие $\tau \ll \theta$, то легко видеть, что время нарастания импульса равно

$$t_m = \tau \ln \frac{\theta}{\tau}, \quad (5)$$

а его максимальная величина

$$U_{max} = \frac{J_0}{C} \cdot \tau \cdot K, \quad (6)$$

где

$$K = \left(\frac{\tau}{\theta} \right)^{\frac{\tau}{\theta}} - \frac{\tau}{\theta}. \quad (7)$$

Отметим, что в рассмотренном случае величина $J_0 \cdot \tau = \int_0^{\infty} J(t) dt$ не равна суммарному заряду носителей, освобожденных альфа-частицей из-за рекомбинации большей части их на пути к слою объемного заряда.

Фронт нарастания импульса согласно формуле /5/ в основном определяется значением τ . При $\tau = 10^{-7}$ сек и $\theta = 10^{-6}$ сек время нарастания импульса будет равно $t_m = 2,3 \cdot 10^{-7}$ сек, что близко к наблюдаемой на опыте величине.

Наблюдаемая на опыте слабая тенденция к росту амплитуды импульса с увеличением приложенного напряжения может быть объяснена конкуренцией двух одновременно протекающих процессов: уменьшения емкости перехода и увеличения фактора K /см. формулы 6 и 7/.

Весьма слабая зависимость амплитуды импульса от сопротивления нагрузки определяется изменением фактора K , который с увеличением R_n стремится к единице.

Значительно более перспективным является использование / *p-n* / - переходов с широким слоем объемного заряда и со столь малой толщиной *n*-области, что можно пренебречь созданным в ней при прохождении альфа-частицы числом свободных носителей по сравнению с числом свободных носителей, генерированных непосредственно в слое объемного заряда. Для расчета временных особенностей процесса вновь воспользуемся изображенной на рис. 8 эквивалентной схемой генератора тока. Для прямоугольного импульса тока через переход

временная зависимость напряжения, выделяющегося на нагрузке, будет иметь вид:

$$U_c = \frac{I_0}{C} \theta (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}). \quad /8/$$

Оценим время протекания тока, созданного носителями, освобожденными в зоне объемного заряда при напряжении на переходе 100 вольт, удельном сопротивлении материала $\rho = 50 \text{ ом}\cdot\text{см}$ и усредненном поле в слое объемного заряда $E = 5 \cdot 10^4 \text{ вольт}/\text{см}$. Примем, что подвижность при рассматриваемых нами полях в десять раз меньше подвижности вне слоя объемного заряда, т.е. $\mu = 30 \text{ см}^2/\text{в сек}$. По формуле /1/ ширина перехода в этом случае $D = 17 \text{ мк}$. Тогда среднее время движения носителей через переход будет равно:

$$t_{\text{пролета}} \approx \frac{D}{v} = \frac{D}{\mu E} = 10^{-9} \text{ сек.}, \quad /9/$$

что соответствует амплитуде импульса напряжения на нагрузке:

$$U_{c \text{ max}} = \frac{I_0}{C} \cdot t_{\text{пролета}} = \frac{Ne}{C}, \quad /10/$$

где N - число пар носителей освобожденных альфа-частицей и равно $N = \frac{T}{\epsilon_0}$, если T - энергия альфа-частицы, ϵ_0 - энергия, затрачиваемая на образование одной пары носителей. В целом импульс будет иметь форму, приведенную на рис. 8.

В рассмотренных нами условиях фронт нарастания импульса не зависит от емкости / $p-n$ /-перехода. Амплитуда импульса обратно пропорциональна емкости перехода и усилителя и прямо пропорциональна энергии альфа-частицы:

$$U_{c \text{ max}} = \frac{2Te}{C\epsilon_0}. \quad /11/$$

При энергии альфа-частицы $T = 8 \cdot 10^8 \text{ эв}$, $\epsilon_0 = 4 \text{ эв}^{18/}$, $U = 100 \text{ в}$, $\rho = 50 \text{ ом}\cdot\text{см}$ и $C = 100 \text{ пф}$ импульс, выделяющийся на нагрузке, будет иметь амплитуду $U_{c \text{ max}} \approx 5 \text{ мв}$.

Применение более высокоомного кремния позволило бы сформировать слой объемного заряда большой ширины и получить за счет уменьшения емкости слоя значительно большие амплитуды импульсов при достаточно коротких фронтах. Так, например, при использовании кремния с удельным сопротивлением

$\rho = 500$ ом.см напряжение $U = 400$ в сформирует слой объемного заряда с шириной $D = 120$ мк. В этом случае, при времени пролета носителей $t = 5 \cdot 10^{-9} - 1 \cdot 10^{-8}$ сек можно получить импульсы с амплитудами $U_{с.макс} = 30$ мв при $S = 0,2 \text{ см}^2$ и $U_{с.макс} = 0,6$ в при $S = 0,01 \text{ см}^2$.

Таким образом, можно рассчитывать, что применение широких *p-n* /-переходов позволит создать быстродействующие и удобные в обращении альфа-спектрометрические приборы с пропорциональностью между амплитудой импульса и энергией регистрируемой частицы в довольно широкой области энергий /примерно, до $T = 18$ Мэв, что соответствует пробегу альфа-частицы, равному ширине слоя объемного заряда/.

Авторы выражают благодарность В.П. Дзюлепову за постоянный интерес к работе и помощь при ее выполнении.

Приложение 1

Диффузионный ток, определяемый уравнением

$$J = -e\sigma D_p \cdot \frac{d\rho}{dx} \Big|_{x=0},$$

где σ - сечение ионизации α - частицы, /1/
можно найти, определив $\frac{\partial \rho}{\partial x}$ из решения уравнения непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = D_p \cdot \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} - \frac{\rho}{\tau},$$
/2/

где ρ - избыточная концентрация носителей, освобожденных α - частицей. Равновесной концентрацией дырок пренебрегаем. Подстановкой $\rho = \rho_0 \cdot e^{-x/\lambda}$ уравнение /2/ сводится к

$$\frac{\partial P^*}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 P^*}{\partial x^2} \quad (13)$$

при условии:

$$P(0,t) = P^*(0,t) \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} = 0; \quad P^*(0,t) = 0. \quad (14)$$

Тогда решение уравнения имеет вид ⁽¹⁰⁾

$$P = P_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} = \frac{2P_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{x}{2\sqrt{Dt}}} e^{-\xi^2} d\xi,$$

где P_0 - концентрация освобожденных дырок при $t=0$, которая также как и τ, D_p предполагается независимой от x

$$\frac{\partial P}{\partial x} = -\frac{2P_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{e^{-\frac{x^2}{4Dt}}}{2\sqrt{Dt}} \quad (15)$$

$$J = \frac{e \cdot D_p \cdot P_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}}{\sqrt{\pi D_p t}} \cdot \sigma. \quad (16)$$

Полный заряд, перенесенный током J , равный

$$Q_0 = \int_0^{\infty} J \cdot dt = \sigma e P_0 \sqrt{D_p \tau} = \sigma \cdot e \cdot P_0 L, \quad (17)$$

определяется числом дырок, освобожденных α - частицей на расстоянии диффузионной длины L .

Определим параметры импульса

$$V_c = \frac{\sigma \cdot e \cdot D_p \cdot P_0}{\sqrt{\pi D_p c}} \cdot \int_0^t J(t-\lambda) \cdot e^{-\frac{\lambda}{\tau}} d\lambda = \frac{\sigma \cdot e \sqrt{D_p} \cdot P_0}{\sqrt{\pi} \cdot c} \cdot 2\sqrt{\alpha} e^{-\frac{t}{\tau}} \int_0^{\frac{\sqrt{t}}{\alpha}} e^{-y^2} dy. \quad (18)$$

$\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\tau} - \frac{1}{\theta}$

Из условия $\frac{dV_c}{dt} = 0$ найдем время нарастания импульса

$$t_m = \alpha \cdot \ln \frac{\theta}{\int_0^{\sqrt{\frac{t_m}{\alpha}}} e^{-y^2} dy \cdot \sqrt{\alpha t_m}} \quad /9/$$

Для определения t_m будем действовать двумя последовательными приближениями:

1. Полагая, что при $\tau \ll \theta$ t_m имеет величину порядка τ , найдем

$$\int_0^{\sqrt{\frac{t_m}{\alpha}}} e^{-y^2} dy \approx \frac{\sqrt{\pi}}{2}; \quad t'_m = \tau \left(\ln \frac{\theta}{\tau} - \ln \frac{\sqrt{\pi}}{2} \right) \approx \tau \ln \frac{\theta}{\tau} \quad /10/$$

2. Подставляя t'_m в выражение /9/, получим

$$t_m = \tau \left(\ln \frac{\theta}{\tau} - \frac{1}{2} \ln \frac{\pi \ln \frac{\theta}{\tau}}{4} \right), \quad /11/$$

что с точностью до малой поправки совпадает с выражением /5/ основного текста.

Амплитуда импульса может быть представлена в виде:

$$V_{\text{стак}} = \frac{Q_0}{c} \left(\frac{\tau}{\theta} \right)^{\frac{\tau}{\theta}} \cdot \operatorname{erf} \left(\sqrt{\ln \frac{\theta}{\tau}} \right) = \kappa' \frac{Q_0}{c}, \quad /12/$$

где

$$\kappa' = \left(\frac{\tau}{\theta} \right)^{\frac{\tau}{\theta}} \cdot \operatorname{erf} \left(\sqrt{\ln \frac{\theta}{\tau}} \right).$$

При $\theta = 10\tau$ получаем $\kappa' = 0,78$ вместо $\kappa = 0,7$ по выражению /7/ основного текста.

Л и т е р а т у р а

1. К. МсКау, Phys.Rev. 76, 1531 1949.
2. К.Мс Кау, Phys.Rev. 84, 829 1951.
3. К. МсКау, К.МсАfee, Phys.Rev. 91, 1079 1953.
4. J. Mayer, B. Gossick, R.S.I. 27, 407 1956.
5. А.В. Айрапетянц, С.М. Рывкин, ЖТФ, 27, 95, 1957.
6. А.В. Айрапетянц, С.М. Рывкин и др. ЖТФ, 27, 1599, 1957.
7. McKenzie, D. Bromley, Phys.Rev.Lett. 2, 303 1959.
8. J. Mayer, J. Appl. Phys. 30, 1937, 1959.
9. Friedland et al. R.S.I. 31, 74 1960.
10. Х. Карслоу . "Теория теплопроводности", м.л. 1947.

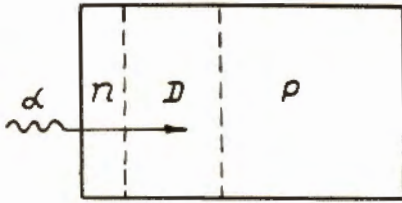


Рис. 1

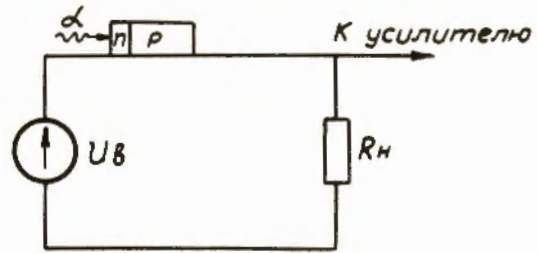


Рис. 2

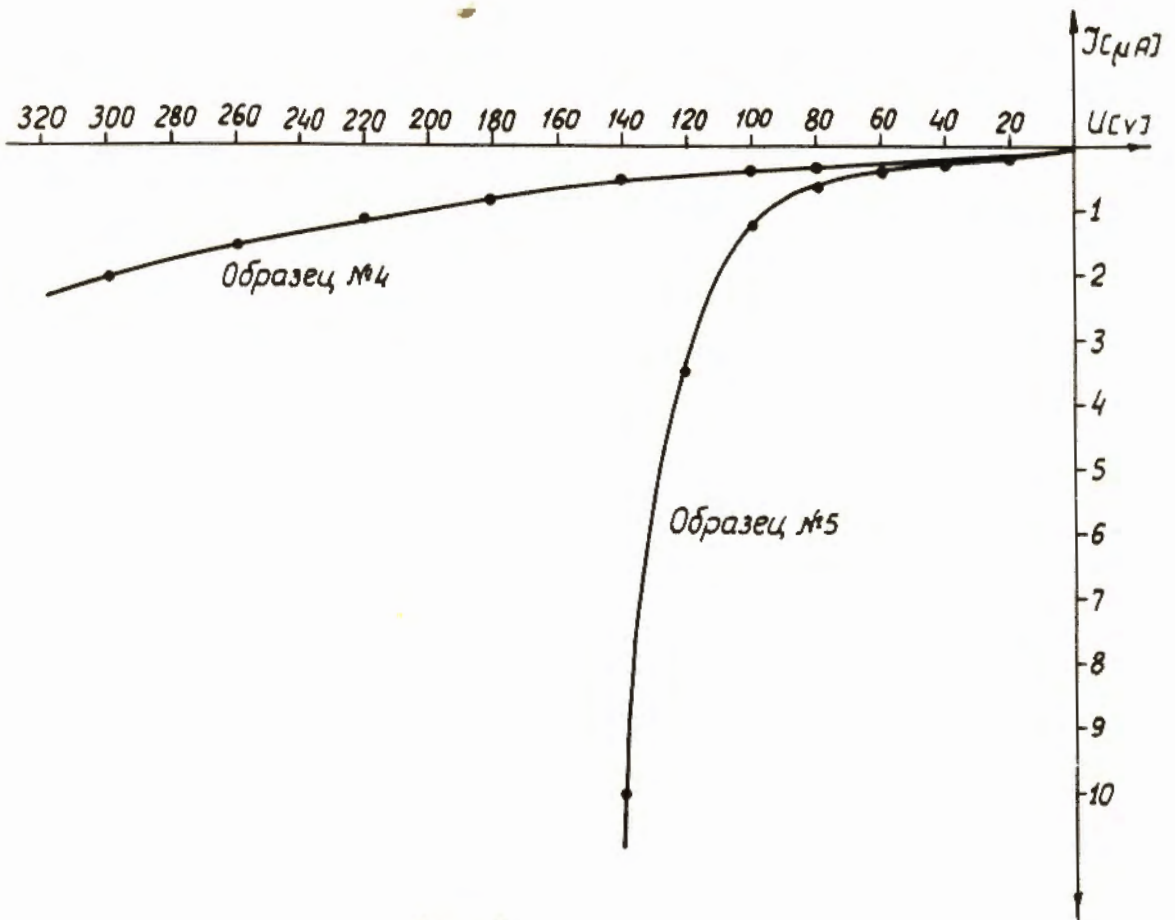


Рис. 3

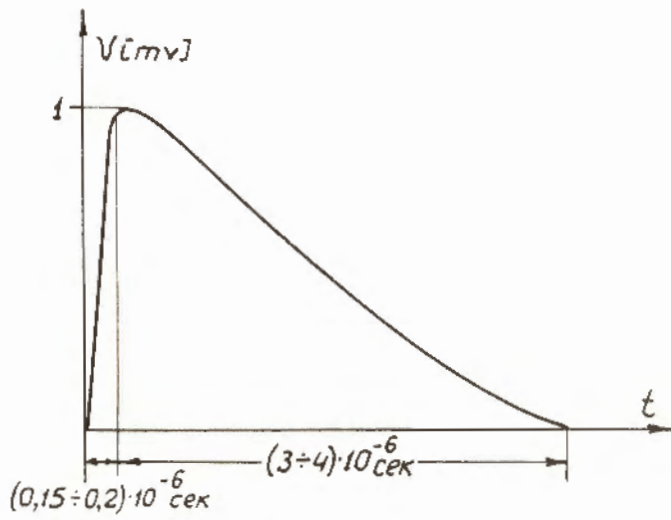


Рис. 4

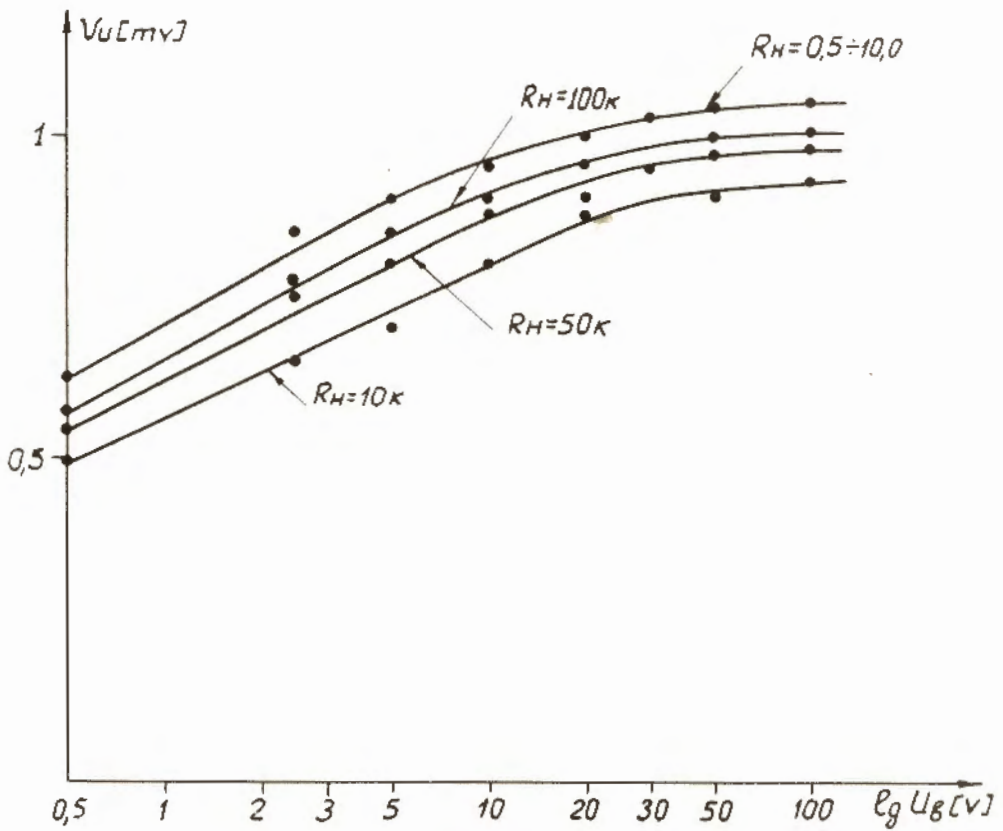


Рис. 5

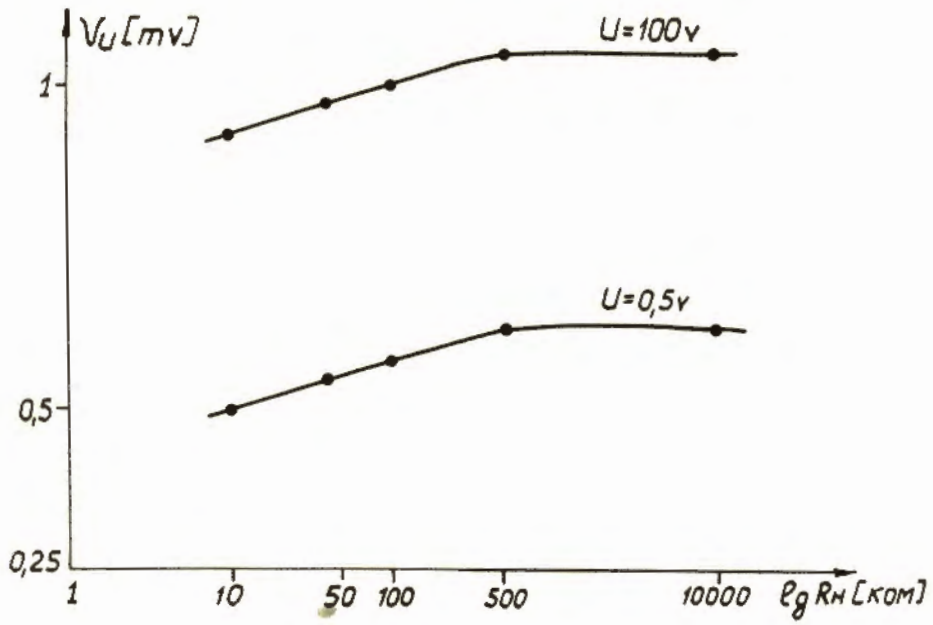


Рис. 6

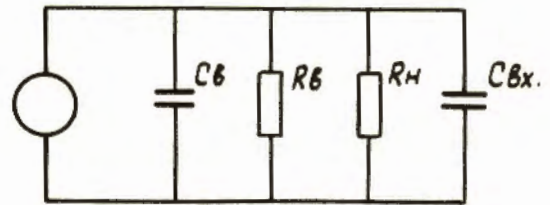
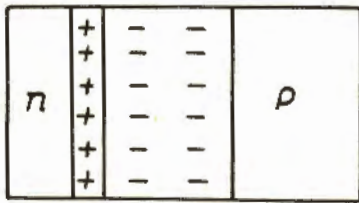


Рис. 8

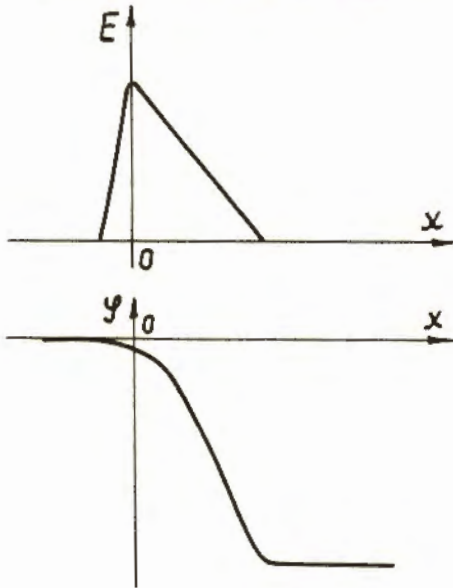


Рис. 7

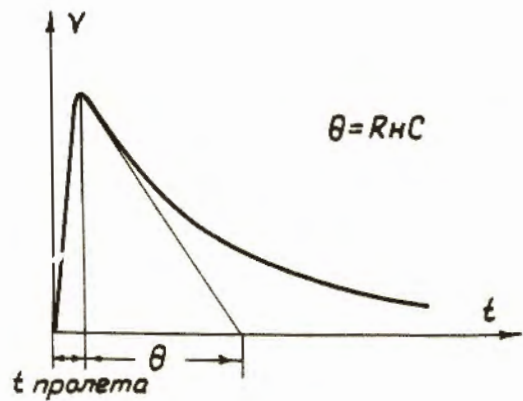


Рис. 9