

**НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»
Факультет електроніки
Кафедра мікроелектроніки**

До захисту допущено:
В.о. завідувача кафедри
_____ Дмитро ТАТАРЧУК
«__» _____ 2023 р.

**Дипломна робота
на здобуття ступеня бакалавра
за освітньо-професійною програмою «Мікро- та наноелектроніка»
спеціальності 153 «Мікро- та наносистемна техніка»
на тему: «Лавинний процес в МДН-структурі»**

Виконав (-ла):
студент (-ка) IV курсу, групи ДП-92,
Геращенко Ярослав Романович _____

Керівник: ст.викл.каф.МЕ, к.т.н.,
Воронько Андрій Олександрович _____

Консультант з нормоконтролю: ст.викл.каф.МЕ, к.т.н.,
Королевич Любомир Миколайович _____

Консультант з інформаційних питань: доц. каф.МЕ, к.т.н.,
Діденко Юрій Вікторович _____

Рецензент: _____

Засвідчую, що у цій дипломній роботі немає
запозичень з праць інших авторів без
відповідних посилань.
Студент (-ка) _____

Київ – 2023 року

**Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»**

Факультет електроніки

Кафедра мікроелектроніки

Рівень вищої освіти – перший (бакалаврський)

Спеціальність – 153 «Мікро- та наносистемна техніка»

Освітньо-професійна програма «Мікро- та наноелектроніка»

ЗАТВЕРДЖУЮ

В.о. завідувача кафедри

_____ Дмитро ТАТАРЧУК

«__» _____ 2023 р.

ЗАВДАННЯ

на дипломну роботу студенту

Геращенко Ярослав Романовичу

1. Тема роботи «Лавинний процес в МДН-структурі», керівник роботи Воронько Андрій Олександрович, к.т.н., ст.викл.каф.МЕ, затверджені наказом по університету від «__» _____ 20__ р. № _____

2. Термін подання студентом роботи 9 червня 2023

3. Вихідні дані до роботи :

3.1. Фізичні параметри що підлягають вимірюванню: амплітудні та частотні характеристики сигналів, коефіцієнт підсилення фотовідгуку. 3.2. Порівняльний аналіз впливу стаціонарної та імпульсної складової сигналу на реєстровану фотовідповідь. 3.3. Використання технології окиснення кремнію в сухому та вологому кисні, для отримання плівки діелектрика. 3.4. Залежність коефіцієнта підсилення від струму.

4. Зміст роботи :

4.1. Розгляд літератури згідно з тематикою роботи. 4.2. Ознайомлення з методами підсилення фотосигналу. 4.3. Опис технології формування лавинних МДН-

фотоприймачів. 4.4. Аналіз експериментальних методик формування МДН-структур в лавинному режимі.

5. Перелік ілюстративного матеріалу (із зазначенням плакатів, презентацій тощо)
1 презентація, 20 слайдів.

6. Консультанти розділів роботи*

Розділ	Прізвище, ініціали та посада консультанта	Підпис, дата	
		завдання видав	завдання прийняв

7. Дата видачі завдання 14.04.2023

Календарний план

№ з/п	Назва етапів виконання дипломної роботи	Термін виконання етапів роботи	Примітка
1.	Пошук літератури за тематикою.	квітень 2023р.	
2.	Опис методів підсилення фотосигналу.	квітень 2023р.	
3.	Огляд технології виготовлення лавинних МДН-структур.	квітень - травень 2023р.	
4.	Дослідження МДН-структур в лавинному режимі.	квітень - травень 2023р.	
5.	Аналіз принципових схем формування трапецеїдального сигналу.	травень 2023р.	
6.	Фінальне оформлення роботи.	червень 2023р.	

Студент _____

Ярослав ГЕРАЩЕНКО

Керівник _____

Андрій ВОРОНЬКО

РЕФЕРАТ

Роботу викладено на 54 сторінках, вона містить 4 розділи, 19 ілюстрацій, і 16 джерел в переліку посилань.

Об'єктом дослідження є МДН структура в лавинному режимі розмноження.

Предмет роботи – оптоелектронні процеси у МДН-структурах

Мета роботи – експериментальне та теоретичне дослідження реєстрації світлових імпульсів на основі лавинного процесу в МДН структурі.

В першому розділі розглянуто способи підсилення фотосигналу. В лавинному фотодіоді (ЛФД) підсилення за струмом виникає через лавиноподібне розмноження носіїв при ударній іонізації в області сильного поля р-п-переходу. Також розглянуто реалізацію лавинного розмноження в МДН-структурах.

В другому розділі описано технологію формування лавинних МДН-фотоприймачів. В цьому розділі описано процеси очищення підкладок, термічного окиснення кремнію і вибір металів для формування контактів.

В третьому розділі проводиться аналіз методик дослідження МДН-структур в режимі лавинного розмноження. Основним недоліком розглянутих методик є неможливість дослідити вплив стаціонарної складової світлового променя на реєстровану фотовідповідь. Тому з проведеного аналізу було побудовано схему що застосовує генератор трапецеїдального сигналу і дає змогу отримати різні співвідношення між стаціонарною та імпульсною складовою світлового пучка, падаючого на структуру.

В четвертому розділі описано експериментальне дослідження лавинних МДН фотодіодів в режимі напруження, що лінійно наростає. За результатами досліджень МДН-структур в режимі стійкого лавинного процесу впливає, що вони можуть бути використані як фотоприймачі з внутрішнім підсиленням фотовідповіді, але для її отримання потрібна схема віднімання постійної складової.

Ключові слова: лавинне розмноження, структура метал-діелектрик-напівпровідник, лавинні фотодіоди, фотореєстрація, підсилення сигналу, оптоелектронні процеси.

ABSTRACT

The work is presented on 54 pages, contains 4 chapters, 19 illustrations, and 16 sources in the list of references.

The object of study is the metal-dielectric-semiconductor (MDS) structure in the avalanche multiplication mode.

The subject of the work is optoelectronic processes in MDS structures.

The purpose of the work is an experimental and theoretical study of the registration of light pulses based on the avalanche process in a MDS structure.

In the first chapter, methods of photo signal amplification are considered. In an avalanche photodiode (APD), current amplification occurs due to the avalanche-like multiplication of carriers during impact ionization in the strong field region of the p-n junction. The implementation of avalanche multiplication in MDS-structures is also considered.

The second section describes the technology of forming avalanche MDS photoreceivers. This section describes the processes of substrate cleaning, thermal oxidation of silicon, and the selection of metals for the formation of contacts.

The third section analyzes the methods of studying MDS structures in the avalanche multiplication mode. The main disadvantage of the considered methods is the inability to study the effect of the stationary component of the light beam on the recorded photoreflexion. Therefore, based on the analysis, a scheme was constructed that uses a trapezoidal signal generator and allows obtaining different ratios between the stationary and impulsive components of the light beam incident on the structure.

Chapter four describes an experimental study of avalanche MDS structure in the linearly increasing stress regime. The results of the study of MDS structures in the steady-state avalanche mode show that they can be used as photodetectors with internal amplification of the photoreflexion, but to obtain it, a scheme for subtracting the constant component is required.

Keywords: avalanche multiplication, metal-dielectric-semiconductor structure, avalanche photodiodes, photoregistration, signal amplification, optoelectronic processes.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ, СКОРОЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ	7
ВСТУП.....	8
1. СПОСОБИ ПІДСИЛЕННЯ ФОТОСИГНАЛУ	9
1.1. Підсилення фотоструму в обернено зміщеному р-п переході	9
1.2. Лавинне розмноження у МДН-структурі	13
2. ОСОБЛИВОСТІ ТЕХНОЛОГІЇ ВИГОТОВЛЕННЯ ЛАВИННИХ МДН- СТРУКТУР.....	21
2.1 Технологія формування лавинних МДН-фотоприймачів на основі Si ...	21
2.1.1 Підготовка поверхні підкладок перед окисненням.....	21
2.1.2 Окиснення.....	23
2.1.3 Нанесення електрода	26
3. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ	28
3.1 Аналіз існуючих методик дослідження МДН-структур в режимі лавинного розмноження	28
3.2 Вибір схеми генератора лінійно-змінної форми.....	32
3.3 Розрахунок і призначення елементів схеми формування трапецеїдального сигналу	35
4. ДОСЛІДЖЕННЯ РЕЄСТРАЦІЇ СВІТЛОВИХ ІМПУЛЬСІВ В ЛАВИННИХ МДН ФОТОДІОДАХ.....	41
ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ВИСНОВКИ	51
ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ	53

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ, СКОРОЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ

ККД – коефіцієнт корисної дії.

ФП – фотоприймачі.

ФЕП – фотоелектронний помножувач.

МДН – метал-діелектрик-напівпровідник.

ЛФД – лавинні фотодіоди.

СЛП – стійкий лавинний процес.

ОПЗ – область просторового заряду.

РЛ – релаксуюча лавина.

ВСТУП

Найважливішим завданням сучасної електроніки є підвищення швидкості обробки інформації. Один з найбільш перспективних напрямків є застосування оптоелектронних процесів у твердому тілі. Однак специфіка оптичної обробки інформації має й низку недоліків. Це насамперед незадовільні ККД електрооптичного перетворення, складність керування оптичним випромінюванням, деградація властивостей оптоелектронних приладів. У зв'язку з цим, особливо актуальним є завдання розробки високоефективних фотоприймачів, що дозволяють вирішити деякі з перерахованих вище проблем.

Напівпровідникові фотоприймачі (ФП) знаходять широке застосування при створенні систем автоматичного регулювання та управління технологічними процесами [1], дослідженні природних ресурсів Землі, у системах астронавігації літальних апаратів, а також у військовій, кіно- й фото- техніці.

Наприклад, для лазерних систем локації, необхідні фотоприймачі слабких, коротких світлових імпульсів, що мають порогову чутливість до одиниць фотонів. Таким чином, потрібен твердотільний аналог фотоелектронного помножувача (ФЕП), в якому поєднувалися б високий коефіцієнт внутрішнього підсилення при низьких шумах, висока порогова чутливість та швидкодія.

1. СПОСОБИ ПІДСИЛЕННЯ ФОТОСИГНАЛУ

Традиційні прилади, в яких використовується внутрішній фотоефект, засновані на лавинному процесі в р-п, переході. Приладам на р-п переходах притаманні органічні недоліки, що обумовлюються перебігом струму через перехід і нестабільністю лавинного процесу. Тому необхідний пошук та розробка принципово нових фотоелектричних приладів.

Більш перспективний напрямок – це дослідження можливостей МДН-структур для застосування в якості фотодетекторів. Можливість досягнення у лавинних МДН фотоприймачах більш високих параметрів порівняно з фотодетекторами на р-п переходах обумовлена низкою особливостей лавинного розмноження носіїв у МДН-структурах. Це, по-перше, наявність ефекту самостабілізації лавинного розмноження, а по-друге, відсутність наскрізного струму через прилад [2].

При цьому властивості структури МДН багато в чому визначаються якістю обробки вихідної поверхні напівпровідника, структурою та товщиною діелектрика, властивостями межі розподілу фаз. У зв'язку з цим дослідження поверхневих властивостей та властивостей меж поділу є необхідною умовою удосконалення параметрів МДН-приладів.

1.1. Підсилення фотоструму в обернено зміщеному р-п переході

У лавинному фотодіоді (ЛФД) підсилення за струмом виникає з допомогою лавиноподібного розмноження носіїв при ударній іонізації в області сильного поля об'ємного заряду р-п-переходу, тобто лавинний механізм дії фотодіода заснований на поєднанні процесів, що призводять до фотоефекту в р-п-переходах в області власного поглинання світла, і процесів, що проходять в сильному електричному полі р-п-переходу [3].

При поглинанні світла електронно-діркові пари генеруються всередині шару об'ємного заряду, де існує досить велике поле і в обсязі р-п-областей, розділяються областю сильного поля об'ємного заряду та фотострумів. Фотозбуджені електрони і дірки під дією поля можуть набувати енергію, рівну пороговій енергії іонізації і достатню для розриву зв'язків у ґратах. В результаті зіткнення з кристалічною решіткою утворюються додаткові електрон-діркові пари, так що сумарний ефект полягає у збільшенні струму порівняно з вхідним шаром об'ємного заряду р-п-переходу. Ступінь збільшення фотоструму характеризується наслідком розмноження носіїв Мф. Але при цьому відбувається і збільшення темного струму в М раз.

Щоб розвинути лавину необхідно виконати дві умови:

- Товщина збідненої області р-п-переходу, де відбувається зосередження внутрішнього електричного поля, має бути більшою, ніж довжина вільного пробігу неосновних носіїв;
- Енергія, яка накопичується неосновними носіями в зазначеній області, повинна бути достатньою для збудження валентних електронів напівпровідника, іншими словами перевищує поріг ударної іонізації.

Якщо ці умови виконуються то створюються вторинні пари носіїв заряду, що поділяються полем переходу. Через збільшення напруги на р-п переході вольт-амперна характеристика буде відмінною від теоретичної залежності. Так із зростанням напруги, струм зростатиме значно повільніше. Замість необмеженого зростання струму звичайно спостерігається стаціонарна залежність з позитивним диференціальним опором. Причиною цього є неоднорідний розподіл поля в ОПЗ. Ударна іонізація зазвичай розвивається в невеликій частині ОПЗ - поблизу площини з максимальним значенням поля. Це так звана область розмноження. В решті ОПЗ через різку залежність коефіцієнтів іонізації від поля ударна іонізація практично не існує. У цих областях спостерігається дрейф електронів, що генеруються у шарі розмноження. Ці області грають роль баластного опору, що обмежує зростання струму.

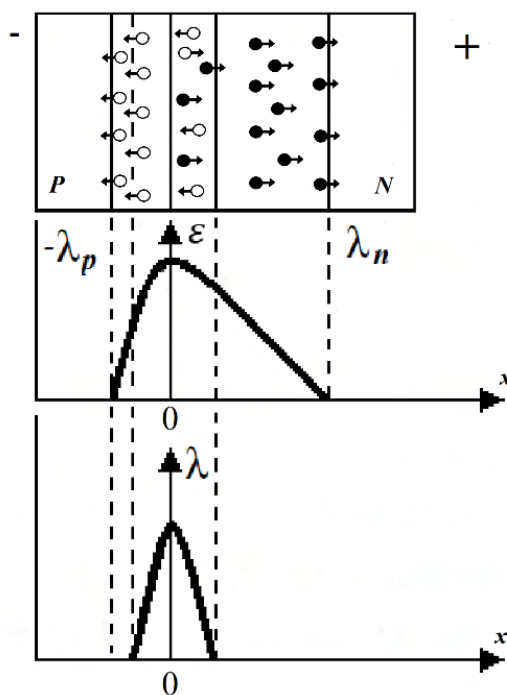


Рисунок 1.1 – Схематичний розподіл носіїв заряду, електричного поля та коефіцієнтів іонізації в межах ОПЗ при лавинному пробой:

• - електрони ° - дірки ε [4]

Наявність іонізуючої здатності обох типів носіїв призводить до того, що лавина складається з двох протилежно спрямованих потоків. Це призводить своєю чергою до сильної залежності коефіцієнта розмноження від напруженості поля - тобто між ними існує позитивний зворотний зв'язок. Залежність коефіцієнта розмноження від додатної напруги $U_{см}$ при $U_{см} \leq U_{пр}$ описується формулою:

$$M\Phi = \frac{I}{I_0} = \left(1 - \left(\frac{U_{см} - I R_{екв}}{U_{пр}}\right)^n\right)^{-1} \quad (1.1)$$

де $U_{пр}$ - напруга лавинного пробую;

$R_{екв}$ - сума послідовно опору діода, шару об'ємного заряду, теплового опору, опору навантаження.

Величина пробивної напруги залежить від матеріалу напівпровідника та легуючого профілю для різких р-п переходів:

$$U_{\text{пр}} = 60 \left(\frac{E_g}{1,1} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \left(\frac{N}{10^{16}} \right)^{-\frac{3}{4}} \quad (1.2)$$

де E_g - ширина забороненої зони в еВ;

N - концентрація домішки в см^{-3} .

Максимальне значення $M_{\text{ф}}$ спостерігається, коли прикладена напруга зміщення дорівнює пробивній:

$$M_{\text{ф max}} = \sqrt{\frac{U_{\text{пр}}}{n \cdot R_{\text{екв}} \cdot S \cdot I_0}} \quad (1.3)$$

де S - площа переходу.

З цього виразу випливає, що високі коефіцієнти розмноження реалізуються при низьких значеннях $n, R_{\text{екв}}, I_0$. Низькі значення I_0 досягаються, коли розмноження однорідне за площею переходу і коли розмноження починається носіями з найбільшим коефіцієнтом іонізації, а також якщо зменшити складову темнового струму.

Максимальне підсилення в ЛФД обмежується або ефектом насичення по фотовідповіді при низькій частоті, або добутком коефіцієнта підсилення на смугу пропускання при високих частотах або при коротких світлових імпульсах. Ефект насичення полягає в тому, що рухомі носії, що виходять з області розмноження, частково компенсують своїм зарядом заряд іонів домішки – тобто знижують електричне поле в області розмноження. Це відбувається при великих освітленнях. При малій освітленості $M_{\text{ф}}$ обмежений темновим струмом.

Як вже зазначалося вище стабільне підсилення в ЛФД важко реалізувати за рахунок існування сильного позитивного зв'язку між M та $U_{\text{зм}}$, яка ще більше посилюється за рахунок зростання α зі збільшенням $U_{\text{зм}}$. Із сказаного слідує що

при роботі ЛФД в області $M \leq \frac{\alpha_m}{\alpha_p}$ коефіцієнт підсилення виходить більш стабільним. ЛФД мають найбільший, порівняно з напівпровідниковими фотоприймачами, добуток смуги частот на коефіцієнт підсилення, що дає змогу ефективно використовувати лавинні фотодіоди для реєстрації слабких оптичних сигналів [5].

Разом з тим ЛФД мають ряд істотних недоліків:

1. Високі вимоги до вихідного матеріалу, він повинен мати високий ступінь досконалості кристалічної структури і однорідності об'ємних властивостей для отримання однорідного лавинного пробію по всій поверхні.
2. Складна технологія виготовлених конструкцій ЛФД має виключити мікроплазмовий пробій.
3. Температурна нестабільність.
4. Висока вимога до стабільності робочої напруги.
5. Неможливість створення великих робочих площ.

1.2 Лавинне розмноження у МДН-структурі

Ще одна можливість посилення фотосигналу - реалізація лавинного розмноження у МДН-структурі. Структура МДН є конденсатором, однією обкладкою якого є металевий електрод, а іншою - напівпровідник. Тому природною можливістю застосування МДН-структури як фотоприймача є реєстрація зміни ємності під дією світла.

Дослідження щодо створення напівпровідникових фотореєструючих пристроїв із внутрішнім підсиленням викликають значний інтерес. Досягнуті в їх розробці параметри, зокрема параметри лавинних фотодіодів (ЛФД) на р-п переходах, що використовують явище ударної іонізації носіїв струму в напівпровіднику, дозволяють цим приладам успішно конкурувати з ФЕП при вирішенні низки завдань.

Однак область використання лавинного пробію р-п-переходу для фотореєстрації обмежена через присутність у реальних р-п - переходах мікроплазм, що знижує порогову чутливість і не дозволяє створювати ЛФД з великою світлочутливою площею. Виявлено, що лавинний пробій приповерхневого шару напівпровідника МДН-структури носить безмікроплазмовий характер [6], що робить вигідним його використання для фотореєстрації. У роботі [7] показано, що МДН-структура, що працює в режимі лавинного розмноження, є перспективною основою створення нових типів фотоприймачів. У такій структурі може бути отриманий стійкий лавинний процес (СЛП), у якого відсутня залежність коефіцієнта розмноження від напруги. СЛП - це режим, при якому в деякому діапазоні напруги відбувається стабілізація поверхневого потенціалу лавинного струму та коефіцієнта розмноження.

Завдяки цьому, в ФП на основі МДН-структури в лавинному режимі усувається нестабільність коефіцієнта підсилення фотовідповіді від напруги живлення, характерна для ФП на основі р-п - переходу і з'являється можливість створити багатoelementний ФП з внутрішнім підсиленням фотовідповіді.

Така структура дозволяє реалізувати великі коефіцієнти розмноження при порівняно невеликих шумах, внаслідок цього ФП на основі МДП-структури в лавинному режимі мають високу порогову чутливість (на рівні $10^{-15} - 10^{-16}$ Дж) при коефіцієнті підсилення фотовідповіді $10^3 - 10^4$.

Така стабілізація характеристик лавинного процесу виникає внаслідок скупчення розмножених неосновних носіїв на межі розподілу діелектрик-напівпровідник і виникнення внаслідок цього від'ємного зворотного зв'язку. При реєстрації імпульсного світлового потоку в режимі СЛП відбувається безпосереднє перетворення світлового сигналу на електричний з внутрішнім підсиленням. При цьому коефіцієнт підсилення фотовідповіді для ідеально крутого світлового фронту дорівнює коефіцієнту розмноження лавинного процесу. Для реального світлового фронту коефіцієнт підсилення залежить від співвідношення потужностей імпульсної та стаціонарної складових у світловому потоці, та

обмежений зверху величиною коефіцієнта розмноження лавинного процесу. Точність відтворення електричним імпульсом форми світлового імпульсу визначається величиною коефіцієнта розмноження лавинного процесу. Для реально досягнених коефіцієнтів розмноження $10^3 - 10^4$ спотворення стають помітними при тривалості світлових імпульсів 1 мкс.

Зниження коефіцієнта розмноження збільшує максимальну тривалість імпульсу, що перетворюється без спотворень. У зв'язку з тим, що в режимі СЛП стаціонарний світловий потік не впливає на величину вихідного струму, його реєстрація за допомогою МДН-структури в режимі СЛП не може проводитися.

Однак може бути здійснена непряма реєстрація стаціонарного світла, заснована на однозначному зв'язку коефіцієнта розмноження лавинного процесу з потужністю падаючого стаціонарного потоку. Вимірюючи коефіцієнт розмноження СЛП, можна визначити наявність стаціонарного потоку та його потужність. Вплив стаціонарного потоку на коефіцієнт розмноження можна також використовувати для регулювання останнього та роботи в режимі СЛП з будь-яким необхідним коефіцієнтом розмноження. Робота лавинного МДН-фотоприймача пов'язана з великими полями в оксиді та області просторового заряду (ОПЗ) напівпровідника, тому необхідно враховувати зміни властивостей структури з часом.

У роботі [8] розглянуто динаміку розвитку лавинного процесу на основі ідеальної МДН - структури, до якої прикладається імпульс напруги $U(t)$, полярність якої відповідає створенню збідненої області на поверхні напівпровідника. При цьому тривалість імпульсу не перевищує час виникнення шару нерівноважних носіїв на межі напівпровідник- діелектрик.

Прикладена напруга ділиться між діелектриком та областю просторового заряду напівпровідника :

$$U(t) = U_d + \varphi_s, \quad (1.4)$$

де U_d - напруга діелектрика;

φ_s - поверхневий потенціал напівпровідника.

Залежність φ_s від відстані U_d до межі розділу x і $U(t)$ можна отримати за допомогою одновимірного рівняння Пуассона:

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_s}, \quad (1.5)$$

де ε_s - діелектрична проникність напівпровідника;

$\rho(x)$ - щільність повного об'ємного заряду.

Звідси :

$$\varphi_s = U(t) - \frac{Q_\sigma}{\varepsilon_s \cdot \varepsilon_o} + \frac{en \cdot \varepsilon_s}{\varepsilon_o \cdot \varepsilon_d^2} d^2 - \frac{en}{\varepsilon_o \cdot \varepsilon_d} d \sqrt{2 \frac{\varepsilon_o \cdot \varepsilon_s}{en} U(t) - \frac{2Q_o \cdot \varepsilon_s}{en \cdot \varepsilon_d} d + \frac{\varepsilon_s^2}{\varepsilon_d^2} d^2}, \quad (1.6)$$

де Q_σ - щільність поверхневого заряду на межі розділу напівпровідник - діелектрик;

d - товщина діелектрика n- концентрація легуючої домішки напівпровідника;

$\varepsilon_d, \varepsilon_o$ - діелектричні проникності діелектрика та вакууму;

e - заряд електрона.

Аналізуючи (1.6) видно, що збільшення $U(t)$ призводить до збільшення поля, прикладеного до ОПЗ. При досягненні поля деякої критичної величини для даного напівпровідника [4] у приповерхневій області напівпровідника розпочнеться процес лавинного розмноження носіїв переважно за рахунок ударної іонізації. Як зазначається в роботі [8] розподіл поля в ОПЗ МДН-структури збігається з розподілом поля різкого p-n переходу, тобто процес розмноження може бути описаний емпіричною формулою Міллера:

$$M = \frac{i_{\text{лав}}}{i_o} = \frac{1}{1 - \left(\frac{\varphi_s}{\varphi_s^{np}}\right)^n}, \quad (1.7)$$

де $i_{\text{лав}}$ - струм носіїв, що виникає в результаті лавинного розмноження;

i_o - струм що ініціює лавинний процес;

φ_s^{np} - потенціал пробою;

n - емпіричний показник, що залежить від розподілу i_o в ОПЗ.

Подальше зростання $U(t)$ веде до збільшення накопичення неосновних носіїв на межі розподілу напівпровідник-діелектрик – тобто до створення інверсного шару. Це веде до більш повільного зростання φ_s . В загальному випадку зростання Q_σ може бути пов'язане не тільки з ударною іонізацією, але і з поверхневою генерацією, а також відтоком неосновних носіїв по поверхні. Останніми двома складовими через їхню малість можна знехтувати. Таким чином:

$$\Delta Q_\sigma(t) = \frac{1}{S} \int_0^t i_{\text{лав}} dt, \quad (1.8)$$

де S - площа металевого електрода.

Для: $U(t) = \alpha t$:

$$J_{0\text{лав}} = \alpha C d, \quad (1.9)$$

Це забезпечує протікання лавинного процесу, що описується співвідношенням:

$$\alpha C d = i_o \left(1 - \frac{\varphi_s}{\varphi_s^{np}}\right)^{-n}, \quad (1.10)$$

З проведеного вище аналізу випливає, що фотовідповідь має вигляд сплеску з подальшим спадом і відповідність між формою фотовідповіді і світлового імпульсу залежить, від потужності та тривалості останнього.

Додавання до МДН-структур сильних електричних полів, що створюють в напівпровіднику напруженість електричного поля (більше $10^5 \frac{\text{В}}{\text{см}}$) викликає лавинний пробій ОПЗ напівпровідника який, з одного боку, може бути використаний для реєстрації слабких потоків оптичного випромінювання, а з іншого зумовлює інжекцію неосновних носіїв заряду в діелектрик. Відомо, що в процесі лавинної інжекції в діелектрик вбудовується фіксований заряд того ж знаку, що й носії які його бомбардують, формуються нові пасткові центри, спостерігається ефект так званого кругового зсуву напруги плоских зон, що зрештою призводить до зміни зарядового стану системи діелектрик-напівпровідник.

При тривалій роботі МДН-структур у режимі лавинної інжекції формуються області стабілізації коефіцієнта лавинного розмноження за напругою, причому характер їх зміни в залежності від заряду, що пройшов через діелектрик, головним чином визначається умовами створення плівки діелектрика. Порівняння залежностей при лавинній інжекції в різних типах оксидів показує, що в структурах з діелектриком, отриманих в сухому кисні, виявляються дві області стабілізації лавинного розмноження і менший зсув характеристик, а їх форма менше змінюється при тривалій інжекції. Створення інверсійного шару поблизу межі розподілу призводить до зменшення впливу заряду що пройшов через діелектрик, на зміну форми характеристик і до поступового збільшення коефіцієнта лавинного розмноження до рівня, що відповідає значенню структур, які працюють при відсутності початкового шару об'єднання.

Експериментальні дослідження реальних МДН-структур показують, що процес лавинного розмноження супроводжується й іншими ефектами. Так, у сильних електричних полях відбувається розігрів носіїв. При накопиченні достатньої енергії електрони долають енергетичний бар'єр Si:SiO₂ і потрапляють у

зону провідності SiO_2 . Виникає постійна складова струму через діелектрик, що зумовлює накопичення негативного заряду на пастках в діелектрику [9]. Заряд в оксиді зберігається тривалий час, впливаючи на параметри структури.

Встановлено також, що основними генераторами лавини є заряди із поверхневих станів [10]. Розглянуті процеси характерні для структур з товстим діелектриком, які забезпечують малі наскрізні струми.

Можлива ситуація, коли в режимі нерівноважного збіднення поверхневий потенціал досягне напруги лавинного пробоя. При цьому, з одного боку, носії, що виникають в процесі ударної іонізації, будуть екранувати зовнішнє поле і заважати флуктуації в ньому по площі, а з іншого, ці витоки руйнуватимуть інверсійний шар. Реалізація такого приладу дозволить отримати високу швидкодію, високу граничну чутливість, малий рівень шумів [11].

Висновки до розділу:

В даному розділі описується лавиноподібне розмноження у лавинному фотодіоді (ЛФД), та МДН-структурах. Оскільки традиційні прилади на основі р-п переходів мають недоліки, пов'язані зі струмом, що протікає через перехід, і нестабільністю лавинного процесу, виникає потреба у пошуку нових фотоелектричних приладів.

У лавинному фотодіоді підсилення фотоструму відбувається внаслідок лавинного розмноження носіїв при ударній іонізації в області сильного поля р-п переходу. Такі структури мають більш стабільний коефіцієнт підсилення, але вони мають і ряд недоліків пов'язані з високими вимогами до вихідного матеріалу та стабільності робочих напруг, температурною нестабільністю та неможливістю створення великих робочих площ. Тому розглядається МДН-структура в лавинному режимі яка є більш перспективною для створення нових типів фотоприймачів, оскільки лавинний пробій приповерхневого шару напівпровідника МДН-структури носить безмікроплазмовий характер. Використання МДН-структури дозволяє отримати стійкий лавинний процес, у якому коефіцієнт

розмноження не залежить від напруги. Це дозволяє усунути нестабільність коефіцієнта підсилення фотовідповіді від напруги живлення і створити багатoelementні фотоприймачі з внутрішнім підсиленням.

2. ОСОБЛИВОСТІ ТЕХНОЛОГІЇ ВИГОТОВЛЕННЯ ЛАВИННИХ МДН-СТРУКТУР

Базовим технологічним процесом виготовлення лавинних МДН-фотоприймачів є традиційний процес виготовлення МДН конденсаторів, що включає підготовку поверхні напівпровідника та термічне окиснення, формування металевих електродів.

З аналізу літературних джерел випливає, що для забезпечення необхідних електрофізичних параметрів меж розподілу і плівки необхідно використовувати процес термічного окиснення кремнію в сухому кисні.

2.1 Технологія формування лавинних МДН-фотоприймачів на основі Si

Відмінною особливістю процесів формування структур зазначеного типу є вимога отримання однорідної, з низьким значенням величини щільності поверхневих станів (10^{11}см^{-2}) межі розподілу діелектрик-напівпровідник. Товщина діелектрика вибирається з умови $U_{\text{пр}} > 100\text{В}$, що необхідно для отримання лавинного процесу в об'ємі напівпровідника. При цьому діелектрична плівка повинна забезпечити необхідні експлуатаційні характеристики в умовах високої напруги електричного поля ($E \sim 10^5 - 10^6 \frac{\text{В}}{\text{м}}$).

Як підкладка використовується кремній КДБ-1 діаметром 100 мм орієнтацією 100. Процес створення лавинних МДН-фотоприймачів включає етапи описані далі.

2.1.1 Підготовка поверхні підкладок перед окисненням

Перед розміщенням підкладок у високотемпературну піч потрібно провести їх очищення для знищення як органічних, так і неорганічних забруднень, що виникають на попередніх етапах технологічних процесів або під час перенесення

підкладок з однієї технологічної лінії на іншу [12]. Якщо таке забруднення не видалити, то можливе погіршення електричних характеристик приладів.

Поверхню пластин можуть забруднювати різні види домішок. Існує два основні типи:

- Фізичні - такі як пил, жир або інші речовини;
- Хімічні.

Останній утворюються внаслідок реакцій поверхні пластини з навколишнім середовищем. Домішки першого типу утримуються на поверхні за рахунок слабких абсорбційних сил, тоді як домішки другого типу мають сильні хімічні і хемосорбційні зв'язки з поверхнею. Зазвичай всі типи домішок присутні на поверхні підкладок, тому процес очищення пластин включає послідовне видалення домішок різних видів.

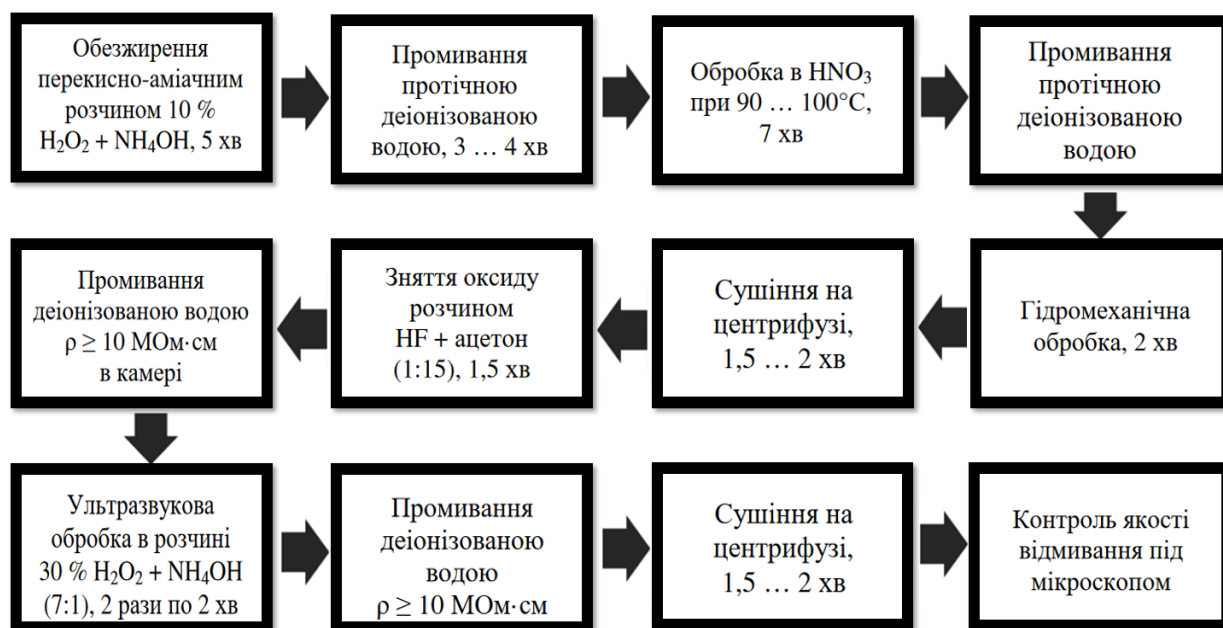
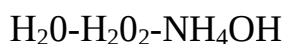


Рисунок 2.1 - Принципіальна схема технологічного очищення кремнієвих пластин [12]

Спершу видаленню підлягають органічні домішки в суміші:



за рахунок сольватуючої дії гідроксиду амонію і окислюючої дії перекису водню. На додаток до цього, NH_4OH формує комплексні сполуки з деякими металами, що сприяє їх видаленню з поверхні пластин. Очищення в такому розчині проводиться при температурі 75-85 °C, протягом п'яти хвилин з наступним гідродинамічним омиванням поверхні.

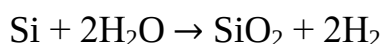
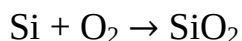
Для видалення залишків після процесу знежирювання з поверхні використовують концентровані розчини азотної кислоти, яка окислює органічні та неорганічні речовини. Домішкові включення можуть застрягти в маленьких щілинах на поверхні, і без хіміко-механічної обробки їх важко видалити. В результаті такої обробки пластин, на їх поверхні утворюється оксидний шар з діоксиду кремнію. Щоб очистити пластини, їх піддають гідродинамічній та ультразвуковій обробці у деіонізованій воді.

Для запобігання від наступних забруднень очищені кремнієві пластини зберігаються в герметичній тарі, яка заповнена чистим інертним газом.

2.1.2 Окиснення

Для формування окисних шарів розроблено декілька методів, які охоплюють в себе термічне окиснення, анодування в розчинах електrolітів, піролітичне осадження із газової фази і плазмове анодування. В тих випадках, коли на межі розподілу фаз необхідно отримати низьку щільність поверхневих станів, перевага надається методу термічного окиснення.

Хімічна реакція, що описує процес термічного окиснення кремнію в кисні або в парах води, має наступний вигляд:



Експерименти проведені з використанням радіоактивного індикатора, маркера і ізотопного зсуву ІЧ-спектру, дозволили визначити, що окиснення

протікає за рахунок дифузії окиснюючих елементів через оксид до границі межі розподілу фаз Si-SiO₂, де і відбувається реакція окиснення. Однак, існують деякі питання, які проявляються в наявності протилежних версій, що стосується того, яка частинка, заряджена або нейтральна, дифундує через оксид, а також деяких етапів реакції окиснення на границі фаз Si-SiO₂.

Кінетика окиснення кремнію може бути описана моделлю Діла і Гроува, яка застосовується в діапазоні температур від 700 до 1300 С° та при певних значеннях парціального тиску кисню ($0,2 \cdot 10^2$ - $1,0 \cdot 10^2$ Па - можливо й для вищих значень) і товщини окиснювальних плівок 30 – 2000 нм, при наявності кисню та/або водяних парів у атмосфері. Абсолютна величина коефіцієнта А зростає зі зменшенням температури окиснення, в той час, як параболічна константа швидкості окиснення В зменшиться з пониженням температури.

При окисненні кремнію в сухому кисні, графічна залежність товщини оксиду від часу окиснення не екстраполюється в нульове значення. Замість цього при екстраполяції до початку процесу окиснення, виходить величина початкової товщини оксиду ~ 25 нм, для експериментальних даних в діапазоні температур 700 - 1200 °С. Більш висока початкова швидкість окиснення в ході першої фази процесу відображає різницю механізмів, що переважають в цій області. Таким чином для застосування моделі Діла і Гроува до процесу окиснення в сухому кисні, необхідно знати величину τ (що відповідає зсуву на часовій осі, який потрібен для того, щоб врахувати наявність початкового окисного шару товщиною d_i), яка може бути отримана графічним шляхом екстраполяції лінійної ділянки кривої окиснення до осі часу.

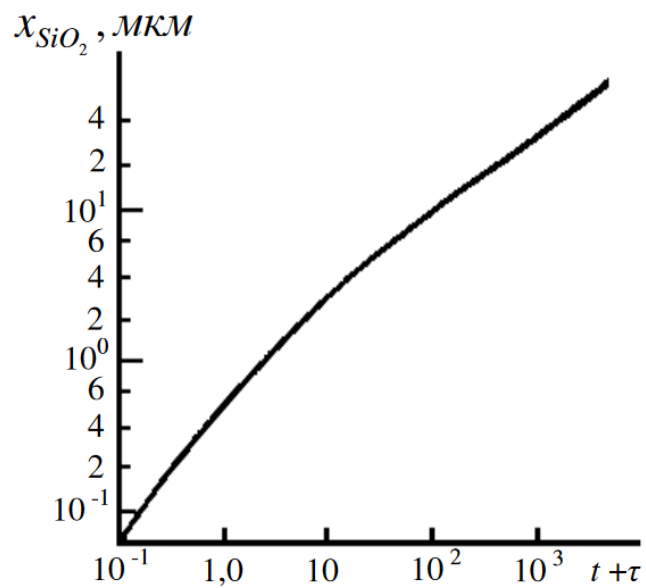


Рисунок 2.2 - Залежність товщини SiO_2 від тривалості окиснення [12]

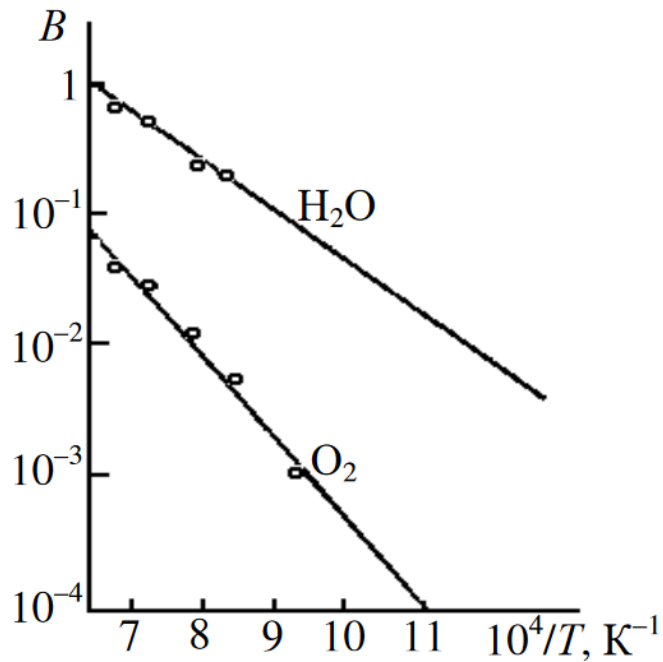


Рисунок 2.3 - Вплив температури на параболічну константу швидкості росту від окиснення в сухому і вологому кисні [12]

Проста модель Діла і Гроува для термічного окиснення кремнію забезпечує чудові збіги теоретичних результатів з експериментальними даними для окиснення як у вологому, так і в сухому кисні. Єдиним виключенням є плівка SiO_2 товщиною менше ніж 30 нм, що вирощена в сухому кисні. В цьому випадку спостерігається аномально висока швидкість окиснення порівняно зі швидкостями, що передбачаються даною теоретичною моделлю.

На кінетику окиснення впливає кристалографічна орієнтація поверхні кремнію. Такий взаємозв'язок проявляється в орієнтаційній залежності лінійної константи швидкості росту. Для пояснення того, яким чином лінійна швидкість окиснення кремнію залежить від орієнтації його поверхні, була запропонована модель, згідно з якою відбувається пряма реакція між молекулами води в оксиді й хімічним зв'язком кремній - кремній на границі поділу фаз Si- SiO_2 .

Плівки SiO_2 , отримані в парах води або в вологому кисні, мають менш ефективні електричні та захисні властивості. Таким чином, термічний діоксид може формуватися при комбінації різних режимів, зокрема застосуванням термічного окиснення кремнію в сухому кисні та лавинних МДН-фотоприймачів.

Проводилось чергування цих двох етапів вирощування. Після окиснення в вологому кисні при температурі 1100 С°, було проведено окиснення при тій же температурі в атмосфері сухого кисню. Перший етап був визначальним для швидкості росту і товщини шару SiO_2 . На другому етапі здійснювалось видалення води із шару SiO_2 , що призвело до незначного додаткового росту шару діоксиду. Головним результатом цього етапу було ущільнення вирощеного на першому етапі шару та заповнення порожнеч і дефектів.

2.1.3 Нанесення електрода

Металізацію значної частини МДН-приладів виконують з алюмінію або його сплавів. Оскільки алюміній має низьку величину роздільного опору при кімнатній температурі ($\sim 2,7$ мкОм·см), а значення цього параметру для його сплавів на 30 % вище, застосування вказаних матеріалів задовольняє умову низького опору

контакту. При нанесенні на Si, алюміній формує стабільний контакт за рахунок формування тонкого сплаву Al – Si на границі поділу з Si. Крім того, алюміній має хорошу адгезію до SiO₂ і при формуванні контакту частково відновлює SiO₂, створюючи тонкий шар Al₂O₃, що покращує контакт. Для формування кращих контактів в Al додають невелику кількість кремнію і титану.

Для отримання якісних плівок Al при високих швидкостях осадження застосовують методи магнетронного розпилення. Зокрема для нанесення електродів використовувалась магнетронна розпилювальна система з плоскою мішенню. Найякісніші плівки з малим розміром зерен (~ 0.35 мкм) і низьким питомим опором отримані в суміші з Al + 1% H₂ з попереднім відкачуванням системи до тиску нижче $9 \cdot 10^{-5}$ Па.

Висновки до розділу:

Цей розділ описує процес створення лавинних МДН-фотоприймачів. Першим описується процес очищення підкладок, перед розміщенням у високотемпературну піч, щоб усунути органічні та неорганічні забруднення, які можуть погіршити електричні характеристики приладів. Для цього пластини піддають гідродинамічній та ультразвуковій обробці у деіонізованій воді.

Один із важливих етапів - це окиснення кремнію. Кінетика окиснення кремнію описується моделлю Діла і Гроува, яка залежить від температури, парціального тиску кисню і товщини окиснювальних плівок. Окиснення кремнію може відбуватись у сухому кисні або в вологому кисні. Плівки SiO₂, отримані в сухому кисні, мають кращі електричні та захисні властивості. Застосовується чергування цих двох етапів окиснення для отримання більш якісних плівок SiO₂.

Наступним етапом є металізація, яку виконують з алюмінію або його сплавів. Алюміній має низький опір контакту та хорошу адгезію до SiO₂. Додавання невеликої кількості кремнію і титану до алюмінію допомагає утворити якісний контакт.

3. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

3.1 Аналіз існуючих методик дослідження МДН-структур в режимі лавинного розмноження

Для дослідження МДН структури в режимі лавинного розмноження потрібне імпульсне джерело живлення пілкоподібної, а точніше трапецеїдальної напруги. Крутизна лінійно наростаючої ділянки повинна бути $10^4 - 10^6 \frac{B}{c}$. Існують різні варіанти схем експерименту.

Розглянемо деякі із них. В роботі [13] використовується схема що зображена на рисунку 3.1.

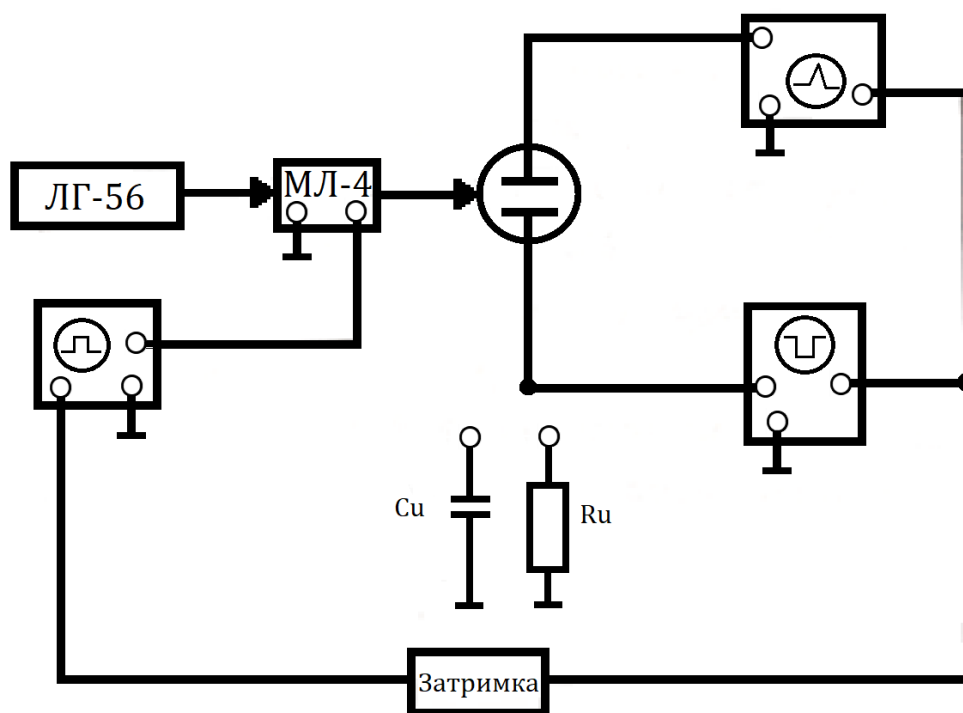


Рисунок 3.1 - Варіант схеми з імпульсним джерелом живлення пілкоподібної напруги [13]

Для реалізації лавинного процесу до МДН-структури прикладали імпульс пілкоподібної напруги амплітудою до 100В, та тривалістю 10^{-4} с. Джерелом світла був He-Ne лазер з $\lambda = 0,63$ мкм. Світлові імпульси тривалістю $\tau_{св} = 10$ мкс

формували через модулятор МЛ-4. Генератор живлення модулятора синхронізувався з пілкоподібним генератором через лінію затримки. Вимір зарядного струму МДН-структури $i_{\text{зар}}$ проводився на опорі R_n , величина якого визначалась вимогами на швидкодію лавинного процесу:

$$R_n C_{\text{МДН}} \ll \tau_{\text{св}} ,$$

Для виміру φ_s в ланцюг МДН-структури вмикалась інтегруюча ємність C_U ($C_U \gg C_{\text{МДН}}$) і φ_s визначалась як:

$$\varphi_s(t) = U_n - U_d = U_n - \frac{C_u}{Cd} \int_0^t i_{\text{зар}}(t) dt , \quad (3.1)$$

В даній методиці експерименту є недолік. Вона не дозволяє дослідити вплив стаціонарної складової світлового променя на реєстровану фотовідповідь.

Слід зазначити, що розглянута методика дозволяє дослідити лише ділянку стійкого лавинного процесу. Але не менший практичний інтерес викликає дослідження ділянки так званої релаксуючої лавини. Для дослідження останнього потрібно використовувати імпульс живлення трапецеїдальної форми.

Найпростішою схемою для створення трапецеїдального сигналу є схема, що реалізує обмеження пілкоподібного імпульсу, зображена на рисунку 3.2.

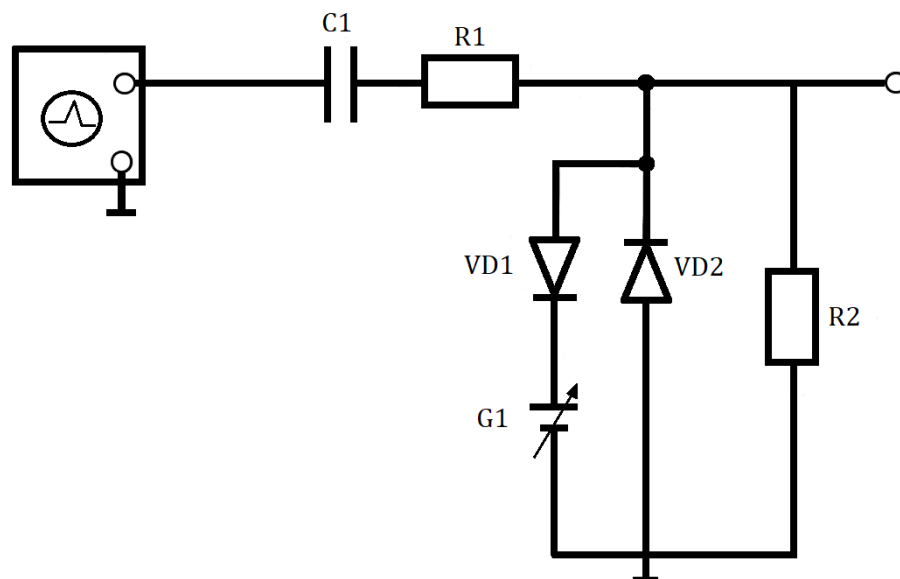


Рисунок 3.2 - Найпростіша схема для створення трапецеїдального сигналу [14]

Поріг «зрізу» пили регулюється джерелом G_1 . Діоди VD_1 і VD_2 розраховані на $U_{обр} \sim 100V$, C_1 - роздільна ємність. Для того, щоб структура завжди знаходилась в режимі збіднення, на ній має бути позитивне зміщення $U_{зм} \sim 10V$. В цьому випадку змінюють полярність включення VD_1 , бо по суті ми отримали обмежувач напруги «знизу». Імпульс пилкоподібної напруги амплітудою до 100V можна отримувати прямо з осцилографа. Недоліком цієї схеми є великий $R_{вих}$ і залежність його від різних ділянок імпульсу.

Для дослідження обрана експериментальна схема, в якій майже повністю виключені перелічені вище недоліки. Схематично вона зображена на рис.3.3.

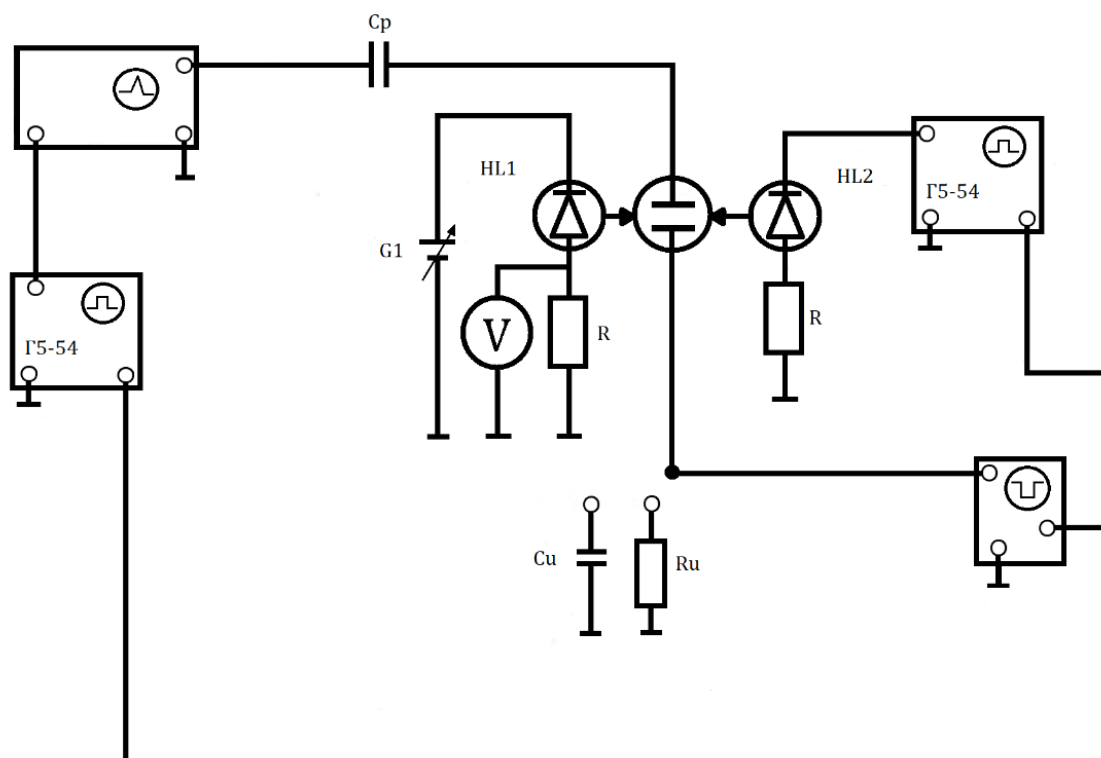


Рисунок 3.3 - Обраний варіант схеми

Як видно, ця схема не дуже відрізняється від розглянутих вище. Основною відмінністю є те, що замість генератора пилкоподібної напруги, застосований генератор трапецеїдального сигналу з регульованою дальністю фронту, робота якого буде розглянута нижче. В якості випромінювачів світла використовуються два світлодіоди HL_1 і HL_2 , рознесені на однакову відстань від приймального майданчика фотоприймача. Потужність стаціонарної складової світлового пучка регулюють за допомогою джерела постійної напруги G_1 . За показами вольтметра можна судити про величину струму, що проходить через світлодіод. Таким чином, знаючи залежність $P_{\text{вип}} = f(I_{\text{прох}})$ можна міркувати про потужність, що випромінюється світлодіодом. Регулюючи струми, що проходять через світлодіоди можна отримати різні співвідношення між стаціонарною і імпульсною складовою світлового пучка, падаючого на структуру.

Виміри струму при лавинному розмноженні виконуються за допомогою R_U , а φ_s по напрузі на C_U .

3.2 Вибір схеми генератора лінійно-змінної форми

Найпростіший принцип отримання пилкоподібної напруги заснований на процесі заряду або розряду конденсатора C через резистор R (рис.3.4). Якщо ключ S розімкнутий, то конденсатор заряджається від джерела постійної напруги E . При цьому напруга на конденсаторі U_c , прагнучи до асимптотичного рівня E , змінюється за експоненціальним законом:

$$U_c = E \left(1 - e^{\frac{-t}{RC}} \right), \quad (3.2)$$

Замикання ключа S призводить до швидкого розрядження конденсатора. Швидкість розряду конденсатора залежить від опору ключа в замкнутому стані. Таким чином для реалізації цього процесу генератор має містити зарядний або розрядний пристрій, інтегруючий конденсатор і ключ.

Відомо, що напруга на конденсаторі U_c пов'язана з протікаючим через неї струмом співвідношенням:

$$U_c = \frac{1}{C} \int_0^t i_c dt, \quad (3.3)$$

Якщо:

$$i_c = I = \text{const},$$

то $U_c = \frac{It}{C} = kt$ змінюється по лінійному закону. Для забезпечення постійного зарядного струму конденсатора застосовують струмостабілізуючі елементи (СЕ), струм яких слабо залежить від прикладеної до них напруги.

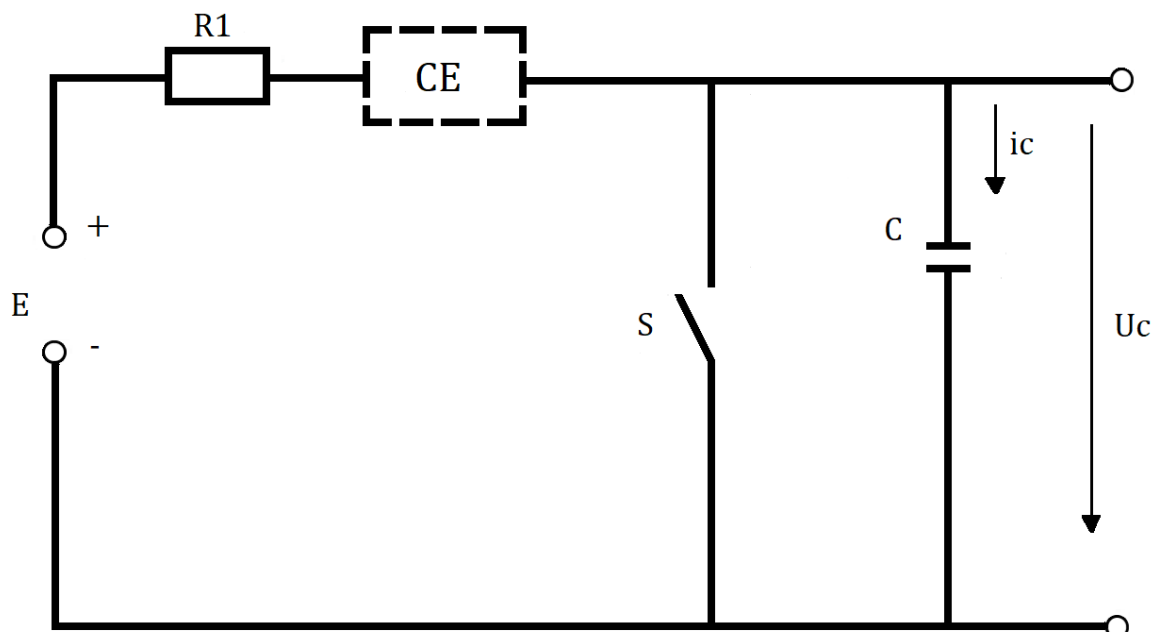


Рисунок 3.4 - Схема з струмостабілізуючим елементом

Для покращення лінійності пилкоподібної напруги, схеми генераторів виконують або з струмостабілізуючими елементами (в цьому випадку використовуються схеми з спільною базою), або з від'ємним зворотним зв'язком. Остання більш проста за конструкцією, володіють хорошим коефіцієнтом використання напруги джерела живлення, і малим значенням коефіцієнта нелінійності. Схема генератора пилкоподібної напруги з від'ємним зворотнім зв'язком показана на рисунку 3.5.

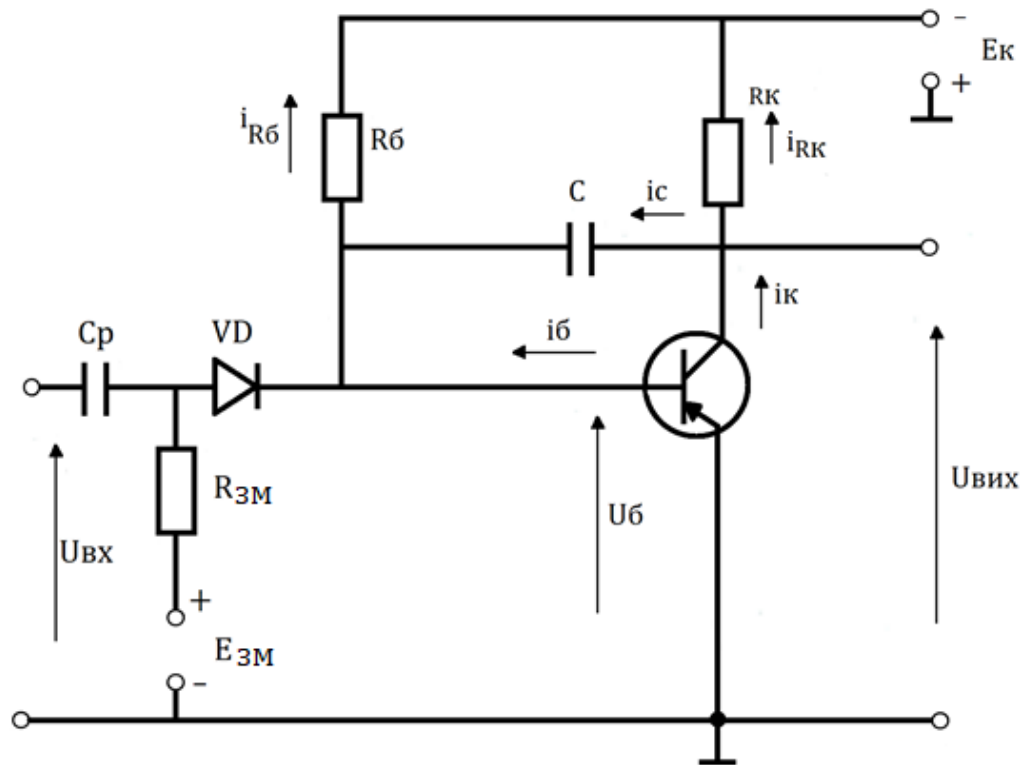


Рисунок 3.5 - Схема генератора пилоподібної напруги з від'ємним зворотним зв'язком

В початковому стані транзистор запертий додатною напругою $U_{зв} > 0$ за рахунок джерела зміщення :

$$E_{эм} > E_k \left(\frac{R_{эм}}{R_б} \right) + R_{эм} \cdot I_{кб0}, \quad (3.4)$$

При цьому діод VD відкритий і конденсатор C по ланцюгу :

$$+ E_k(\text{корпус}) - E_{эм} - R_{эм} - VD - C - R_k - (-E_k).$$

Заряджений до напруги:

$$U_{с0} = U_{зв} + E_k - I_{кб0} R_k,$$

Імпульс що надходить на вхід схеми від'ємної полярності замикає діод VD, який в свою чергу відключає джерело зміщення $E_{зм}$ і транзистор відпирається. Конденсатор C починає розряджатися по ланцюгу:

$$+ E_k(\text{корпус}) - \text{емітер} - \text{колектор транзистора} - C - R_6 - (-E_k).$$

Оскільки ліва обкладка конденсатора C через малий опір ділянки база-емітер відкритого транзистора під'єднана до корпусу і, отже має майже нульовий потенціал, то напруга при розряджанні конденсатора наростає лише на його правій обкладці. Завдяки дії механізму від'ємного зворотного зв'язку це наростання відбувається практично по лінійному закону.

3.3 Розрахунок і призначення елементів схеми формування трапецеїдального сигналу

Розглянемо цей механізм більш пильно, оскільки він укладений в роботу використовуваного генератора лінійно-наростаючої напруги. Виходячи з струмового механізму керування транзистором і вважаючи, що ділянка база-емітер короткозамкнена, отримаємо рівність:

$$i_{R6} = i_c + i_6 = \frac{E_k}{R_6} = \text{const}, \quad (3.5)$$

Якщо при розряджанні конденсатора струм i_c дещо зменшиться, то зросте струм бази i_6 , а звідси струм колектора $i_k = h_{21}i_6$. Оскільки струм i_k протікає не тільки через резистор R_k , але й відгалужується в ланцюг конденсатора, то тим самим компенсується зменшення струму розряду i_c , який практично лишається постійним. Розрядження конденсатора постійним струмом являється, як відомо, умовою лінійної зміни напруги на конденсаторі. Стала ланцюга заряду з врахуванням того, що :

$$R_{зм} + R_d \ll R_K,$$

визначається виразом:

$$\tau_{зар} \approx C_{RK}$$

Коефіцієнт нелінійності пилкоподібної напруги :

$$\varepsilon = \xi \left(\frac{R_6}{h_{21e} R_K} \right), \quad (3.6)$$

де

$$\xi = \frac{U_m}{U_{пш}}, \quad (3.7)$$

Виходячи з (3.6), для зміни ε треба використовувати транзистор з великим h_{21e} .

На основі аналізу проведеного вище, була обрана схема формування трапецеїдального сигналу з регульованою довжиною фронту. Для того, щоб можна було в великих межах змінювати довжину вихідного імпульсу, частоту слідування, генератор лінійно-зростаючої напруги зібраний в режимі очкування. Стабілітрони VD_2 і VD_1 забезпечують нормальний режим роботи вхідного транзистора VT_1 , емітерного повторювача, зібраного на VT_3 і транзистора VT_2 . Це робить можливим змінювати напругу живлення від +15В до 100В, не впливаючи на режим роботи елементів схеми. Верхня межа E_n обмежується максимально допустимою зворотною напругою транзисторів VT_4 , VT_5 і діода VD_4 .

В основу формувача, покладено принцип заряду і розряду конденсатора C_1 через генератор струму, побудованого на транзисторі VT_2 .

В вихідному положенні ($U_{вх} = 0$) транзистор VT_1 закритий, транзистор VT_3 відкритий за рахунок додатного потенціалу на колекторі VT_1 . Через VT_3 тече струм, який викликає падіння напруги на R_6 , достатнє для переходу VT_5 в режим

насичення. В цьому випадку на виході схеми нульовий потенціал. Конденсатор C_1 заряджений по ланцюгу:

$$(+E_n) - VD_1 - R_3 - R_4 - C - VD_3 - VT_5 - (-).$$

до напруги :

$$U_C = E_n - U_{VD_1} - I_{6VT_2}(R_3 + R_4) - U_{VD_3} = E_n - U_{VD_1}.$$

Транзистор VT_2 знаходиться в нормальному активному режимі, транзистор VT_4 закритий. При подачі на вхід схеми імпульсу додатної полярності транзистор VT_1 відкривається, що призводить до закриття транзистора VT_3 і як наслідок до зменшення потенціалу на його емітері майже до нуля:

$$U_e = I_{кзв} R_6 ,$$

де $I_{кзв}$ - зворотний струм колектора.

Це призводить до закриття транзистора VT_5 . При цьому починає збільшуватись потенціал правої обкладки конденсатора C_1 , що призводить до відкриття транзистора VT_4 . За рахунок існування від'ємного зворотного зв'язку струм розряду конденсатора буде майже постійним, що відповідає лінійній зміні напруги на правій обкладинці конденсатора. Швидкість розряду можна регулювати, змінюючи R_4 і C_1 , тим самим отримуючи потрібну крутизну переднього фронту. Коефіцієнт використання напруги при $E_n = 60B$, буде рівний:

$$\xi = \frac{E_m}{E_n} \cdot 100\% = \frac{50,1}{60} \cdot 100\% = 83,5\%.$$

Діоди VD_3 і VD_4 слугують для того щоб, додатний потенціал на колекторі VT_5 не перейшов на колектор VT_2 і емітер VT_4 .

При нульовому потенціалі на вході схеми транзистор VT_5 має відповідати майже нульовому потенціалу на виході. В цьому випадку:

$$I_{6VT_5} = I_{6H} = 1 - 2\text{мА},$$

Нехай $R_7 = 2\text{кОм}$ тоді :

$$U_{R_6} = I_{6H}R_7 + E_6 = 1,58 + 0,7 = 2,28\text{В}.$$

Розрахуємо $R_6 = R_2$:

$$R_6 = \frac{E_K - U_{6e} - I_e R_e}{I_{6o}} = \frac{3,1 - 0,7 - 2,28}{5,2 \cdot 10^{-5}} = 3,52 \cdot 10^3 = 3,4 \text{ кОм},$$

$$R_6 = \frac{U_{R_6}}{\beta \cdot I_6} = \frac{2,28}{20 \cdot 5,2 \cdot 10^{-5}} = 2,19 = 2,2 \text{ кОм}.$$

Резистор R_1 обирається з розрахунку максимально допустимого струму через стабілітрон VD_2 (КС210). Максимальний струм стабілізації стабілітрона КС210 – 14 мА. Виберемо 10 мА. Тоді :

$$R_6 = \frac{U}{I} = \frac{100\text{В}}{10\text{мА}} = 10\text{кОм}.$$

Причому даний резистор має бути розрахований на потужність:

$$P = 100\text{В} \cdot 10\text{мА} = 1\text{Вт}.$$

Резистор R_5 обмежує струм емітера транзистора VT_2 , встановлюючи ступінь насичення транзистора VT_2 . Дуже великий ступінь насичення VT_2 використовувати

не можна, через збільшення часу розсіювання неосновних носіїв, і затримується зворотній хід пил. Із умови обмеження струму, резистор R_5 має бути:

$$R_5 > \frac{U}{I} = \frac{100\text{В}}{60\text{мА}} = 2\text{кОм}.$$

Діоди VD_3 і VD_4 можуть бути будь-які. Як було показано в (3.6) для зменшення коефіцієнта нелінійності транзистор VT_2 мусить мати велику h_{21e} ємність конденсатор C_1 і номінали резисторів R_3 і R_4 , підбираються таким чином, щоб забезпечити крутизну переднього фронту $10^4 - 10^6 \frac{\text{В}}{\text{с}}$.

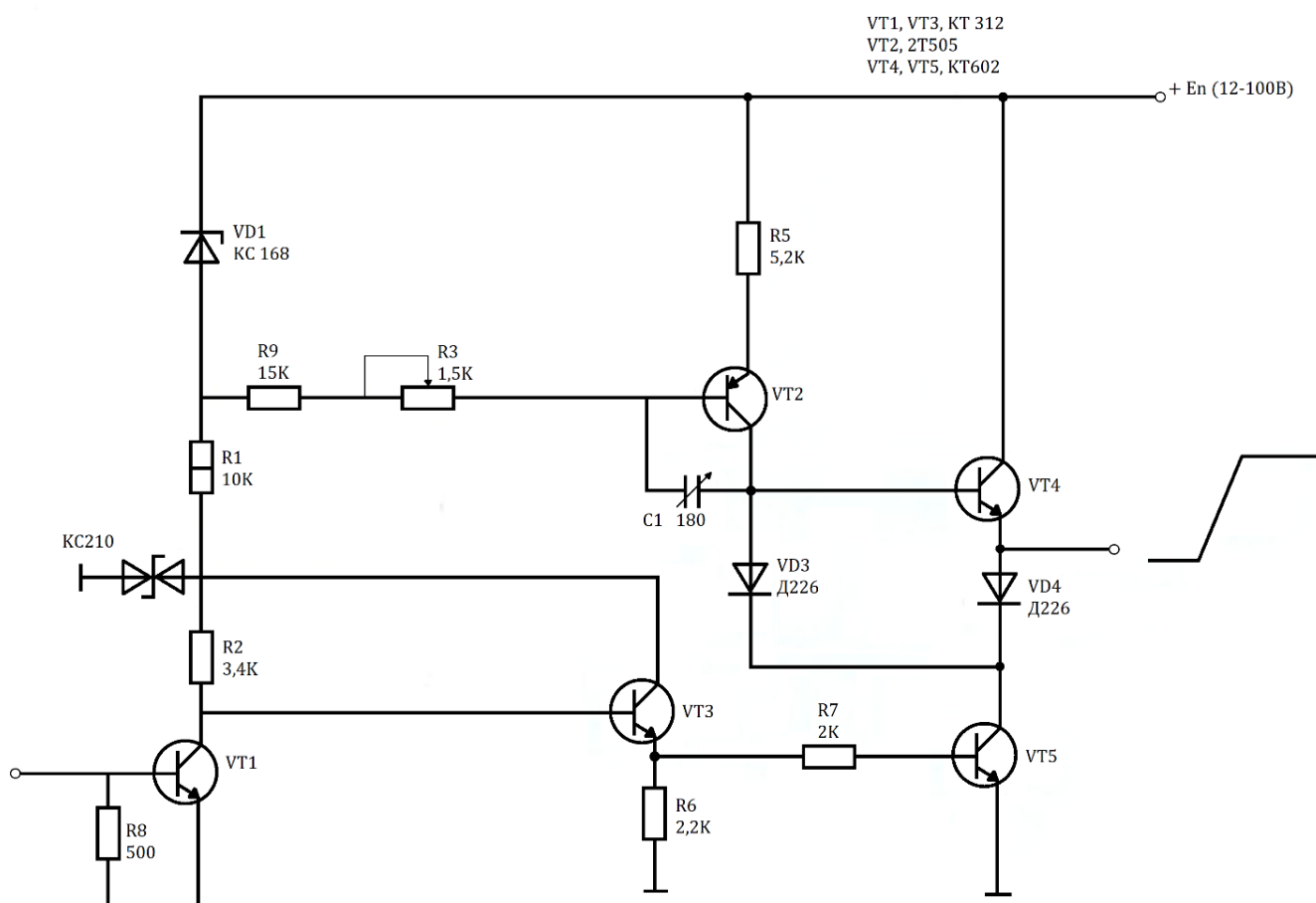


Рисунок 3.6 - Обрана схема формування трапецеїдального сигналу з регульованою довжиною фронту

Висновки до розділу:

В даному розділі розглядається аналіз існуючих методик дослідження МДН-структур в режимі лавинного розмноження. Перша розглянута методика базується на використанні пілкоподібної напруги як імпульсного джерела живлення. Проте ця методика має недолік, оскільки не дозволяє дослідити вплив стаціонарної складової світлового променя на фотовідповідь.

Також для дослідження є важливою ділянка релаксуючої лавини. Для цього пропонується використовувати імпульс живлення трапецеїдальної форми. Описується схема, що реалізує обмеження пілкоподібного імпульсу для отримання трапецеїдального сигналу. Проте ця схема теж має недоліки, такі як велике значення вихідного опору і залежність від різних ділянок імпульсу.

Для дослідження МДН-структур в режимі лавинного розмноження була обрана схема, в якій майже повністю усунені недоліки попередніх методик. Основною відмінністю цієї схеми є використання генератора трапецеїдального сигналу з регульованою дальністю фронту. За допомогою двох світлодіодів регулюється співвідношення між стаціонарною і імпульсною складовою світлового пучка, що падає на МДН-структуру. Таким чином, ця методика дає змогу досліджувати вплив стаціонарної складової світлового променя на реєстровану фотовідповідь МДН-структури, що було недоліком попередньо розглянутих методик.

4. ДОСЛІДЖЕННЯ РЕЄСТРАЦІЇ СВІТЛОВИХ ІМПУЛЬСІВ В ЛАВИННИХ МДН ФОТОДІОДАХ

Як зазначалося вище, у цьому режимі виникає стійкий лавинний процес. Була експериментально підтверджена залежність струму стабілізації лавини $i_{\text{лав}}^{\circ}$ від крутизни лінійно наростаючої напруги :

$$\alpha : i_{\text{лав}}^{\circ} = \alpha C g ,$$

в межах зміни:

$$\alpha = 10^4 \dots 10^6 \frac{\text{В}}{\text{с}}.$$

На осцилограмі показаний СЛП при $\alpha = 26,8 \cdot 10^5 \frac{\text{В}}{\text{с}}$. В одному розподілі:

$$10 \frac{\text{мкс}}{\text{поділ}}, 5 \frac{\text{мВ}}{\text{поділ}}, i_{\text{лав}}^{\circ} = \frac{U}{R_n} = \frac{0,15 \text{ В}}{1,6 \text{ кОм}} = 9,3 \cdot 10^{-5} \text{ А} \pm 20\%.$$

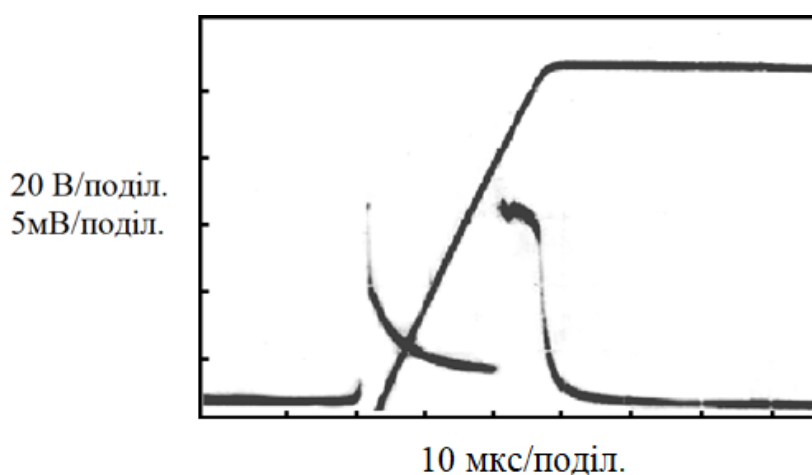


Рисунок 4.1 - Осцилограма стійкого лавинного процесу МДН структури

Розрахуємо:

$$\alpha C_g = 28 \cdot 10^5 \text{ В} \cdot \text{с} \cdot 3,5 \cdot 10^{-10} \Phi = 9,8 \frac{\text{А}}{\text{мм}^2}.$$

Таким чином, в межах похибки це співвідношення виконується. З осцилограми видно, що стабілізація струму лавини і^олав відбувається досить у великих межах зміни напруги живлення. У такому випадку:

$$\Delta U = 29 \cdot \frac{3}{5} = 16,8 \text{ В},$$

Зі сказаного можна зробити висновок, що коефіцієнт лавинного розмноження M , а значить, як було зазначено вище, коефіцієнт підсилення фотовідповіді M_Φ можна регулювати, змінюючи крутизну напруги живлення α .

При подачі світлових імпульсів у режимі СЛП спостерігався ефект самоекранування світлових імпульсів описаний в роботі [15]. Цей процес показаний на рисунку 4.2. Світлові імпульси тривалістю 9 мкс подавалися на МДН - структуру з частотою 1 кГц. Як видно, при цьому спостерігається 3 характерні ділянки:

1. різке зростання струму в момент початку імпульсу;
2. перехід системи до нового рівноважного стану з $i_R = \alpha C_g$;
3. різка зміна в момент закінчення імпульсу та перехід системи до початкового стану.

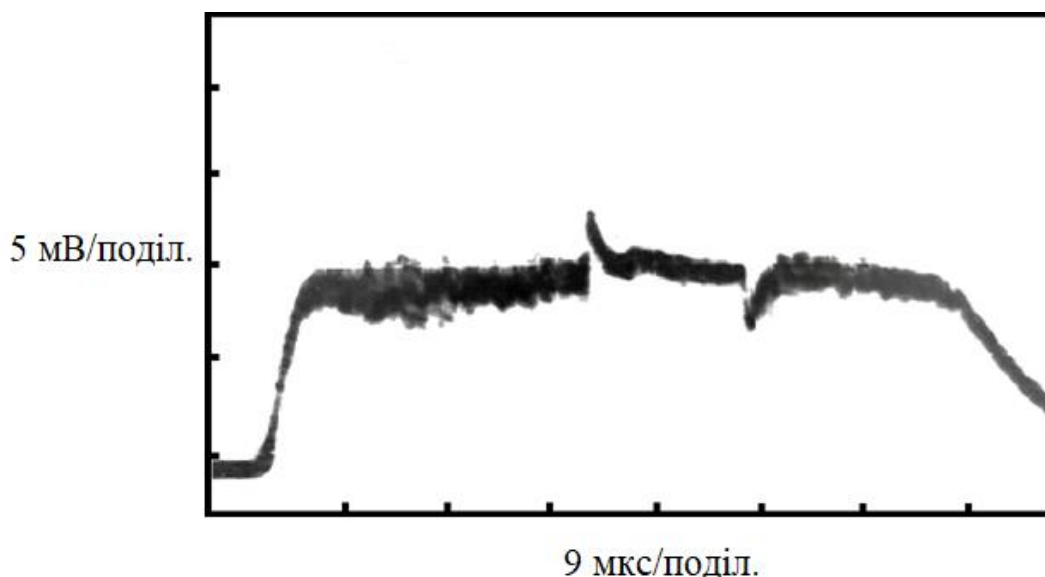


Рисунок 4.2 - Осцилограма стійкого лавинного процесу з імпульсом фотовідповіді

Цей результат повністю відповідає кінетиці СЛП при освітленні, яке було описано вище. При дії реального світлового імпульсу, що має кінцеві фронти, тривалістю 300 нс, спостерігається зменшення коефіцієнта підсилення фотоструму M_{ϕ} порівняно з темновим коефіцієнтом підсилення струму. Це, як вказується в [15] пов'язано з накопиченням надлишкового заряду на межі діелектрик - напівпровідник за час дії фронту, що знижує ϕ_s і M . Зі сказаного можна зробити висновок, що M_{ϕ} можна збільшити зменшенням $\tau_{\phi p}$ до величини, що визначається інерційністю лавинного процесу. Наявність такого розмитого рівня $i^{\circ}_{\text{лав}}$ на малюнку, мабуть, пов'язана з нестабільністю генераційного струму або існуванням мікроплази. Перше пояснення більш імовірне, оскільки при освітленні амплітуда "шумів" зменшувалась. У цьому випадку $i_{\text{осв}} \gg i_{\text{от}}$. Це видно на рис.4.3. Під час дії світлового імпульсу амплітуда розмиття менше. Таким чином можна зробити висновок, що порогова чутливість обернено пропорційна коефіцієнту підсилення M_{ϕ} .

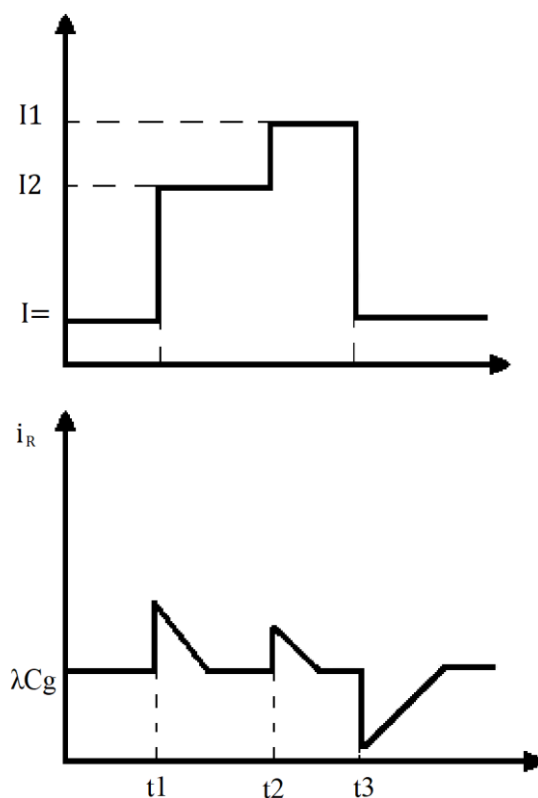


Рисунок 4.3 - Східчасті квазірівні СЛП [15]

Отже, якщо на МДН – структуру подати світлові імпульси різної потужності з періодом прямування і тривалістю, що перевищують час встановлення рівноважного стану, то вони реєструватимуться незалежно. Відповідно до цього коефіцієнт посилення наступного фотоімпульсу залежатиме не тільки від його потужності, але й від потужності попереднього:

$$M = M(I_{=} + I_n)$$

При проведенні експерименту було помічено, що при збільшенні крутизни напруги живлення α , СЛП настає не відразу, а ступенево через квазірівні. На цих рівнях стабілізація лавинного струму спостерігалася в невеликих межах: від 3 до 7 В. При подачі світлового імпульсу на цей рівень струму, як видно, з рисунка 4.3, ефект самоекранування фотоімпульсу виражений не дуже сильно. Таким чином, за

наявністю ефекту повного самогасіння фотоімпульсу можна стверджувати про настання СЛП.

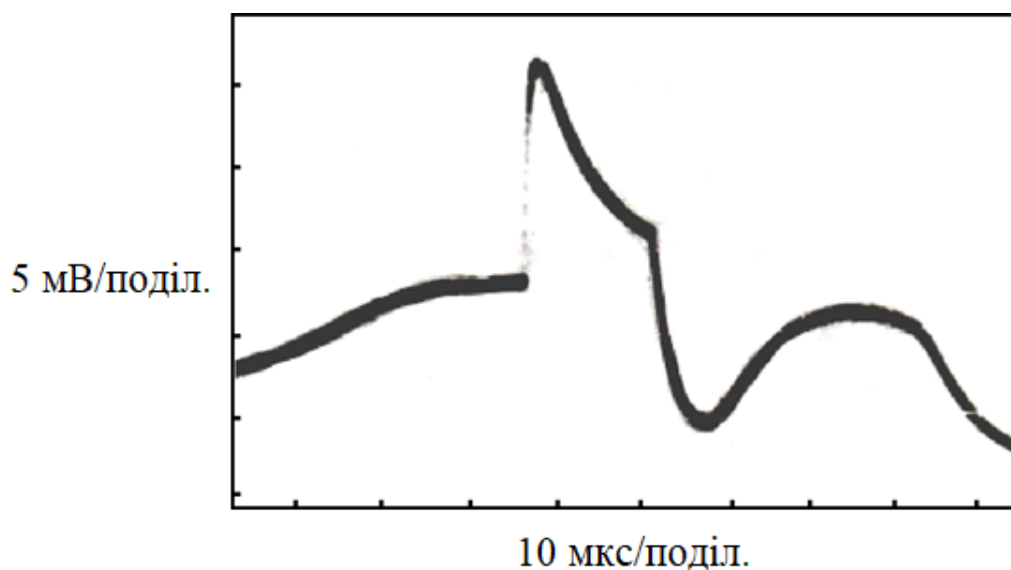


Рисунок 4.4 - Осцилограма лавинного процесу в МДН структурі до настання повного стійкого стану з імпульсом фотовідповіді

Як видно, тут уже посилюється ефект самоекранування та зростають межі стабілізації лавинного струму. Цей режим, що існує до настання повного СЛП, цікавий тим, що можна досягти набагато більшого коефіцієнта підсилення фотоструму при меншому вираженні ефекту самогасіння. Але при цьому межі стабілізації коефіцієнта зусилля зменшуються приблизно 3 рази в порівнянні зі звичайним СЛП.

Було експериментально досліджено залежність спотворення світлового імпульсу від стаціонарної складової оптичного сигналу. Як параметр вибирався час $\Delta t_{\frac{1}{2}}$ за який фотовідповідь ΔI_r зменшувався у 2 рази.

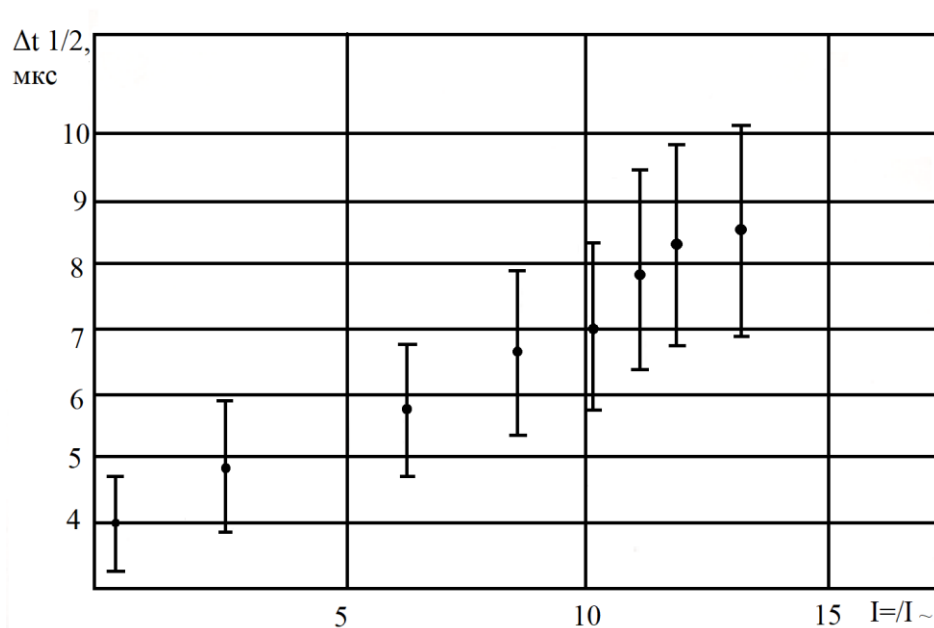


Рисунок 4.5 - Залежність спотворення світлового імпульсу від стаціонарної складової оптичного сигналу [15]

Така поведінка цієї залежності, напевно, пов'язана з тим, що стаціонарна складова I зменшує M_{Φ} та накопичення надлишкового заряду стає менше. Це, як вказується в [15], веде до меншого впливу на СЛП. Як зазначається з теорії, що за відсутності інерційності лавинного процесу для ідеально крутого світлового фронту коефіцієнт посилення фотовідповідь M_{Φ} повинен дорівнювати $M_{\text{СЛП}}$:

$$M_{\Phi} = \frac{\alpha C g}{i_{\text{осв}}} = \frac{\alpha C g}{k I},$$

де k -ампер-ватна чутливість МДН – структури в режимі без підсилення.

Експериментальна залежність M_{Φ} показано на рис.4.6. З цієї залежності видно, що для збільшення коефіцієнта підсилення фотовідгуку, треба зменшити величину струму [16].

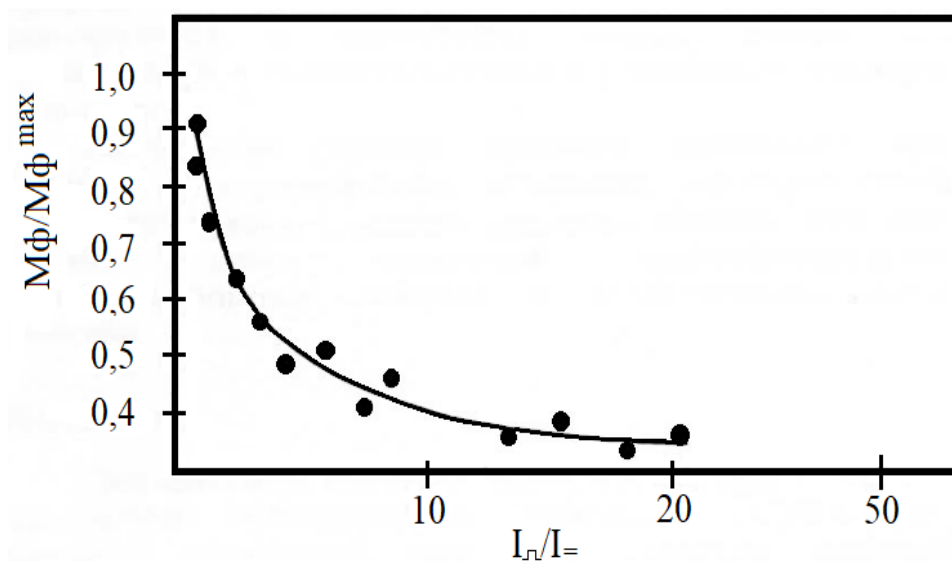


Рисунок 4.6 - Залежність коефіцієнта підсилення $M\phi$ від стаціонарної та імпульсної складової сигналу [16]

Як зазначалося раніше лавинний процес у МДН - структурі характеризується стабілізацією коефіцієнта підсилення фотовідповіді за зміни напруги живлення в межах 15 - 20 В.

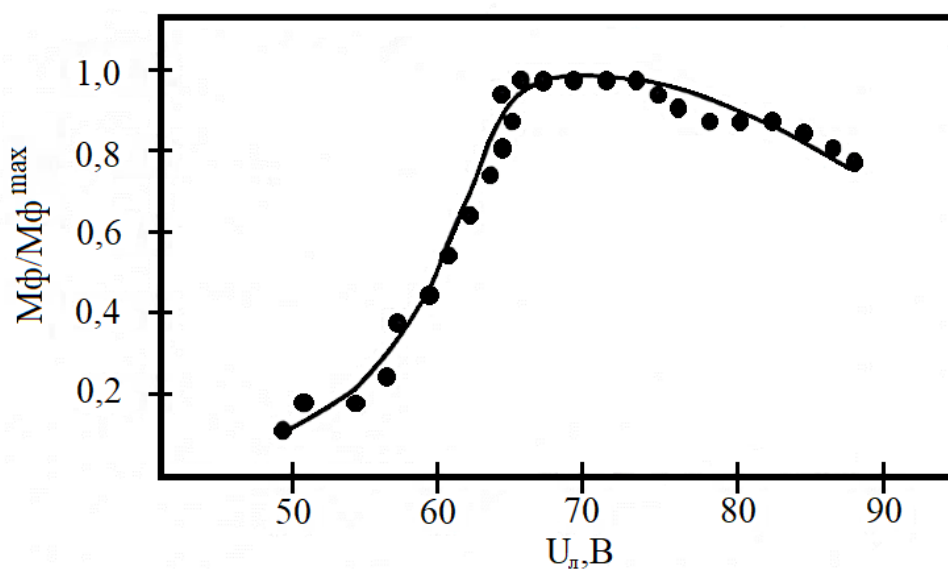


Рисунок 4.7 - Залежність коефіцієнта підсилення $M\phi$ від напруги [16]

Розглянемо деякі особливості реєстрації імпульсів МДН структурою в режимі релаксуючої лавини. На рисунку 4.8 показано фотовідгук МДН - структури під час подачі на неї світлових імпульсів тривалістю 7 мкс і частотою $f = 10$ кГц. Другий промінь відповідає напругі живлення МДН структури.

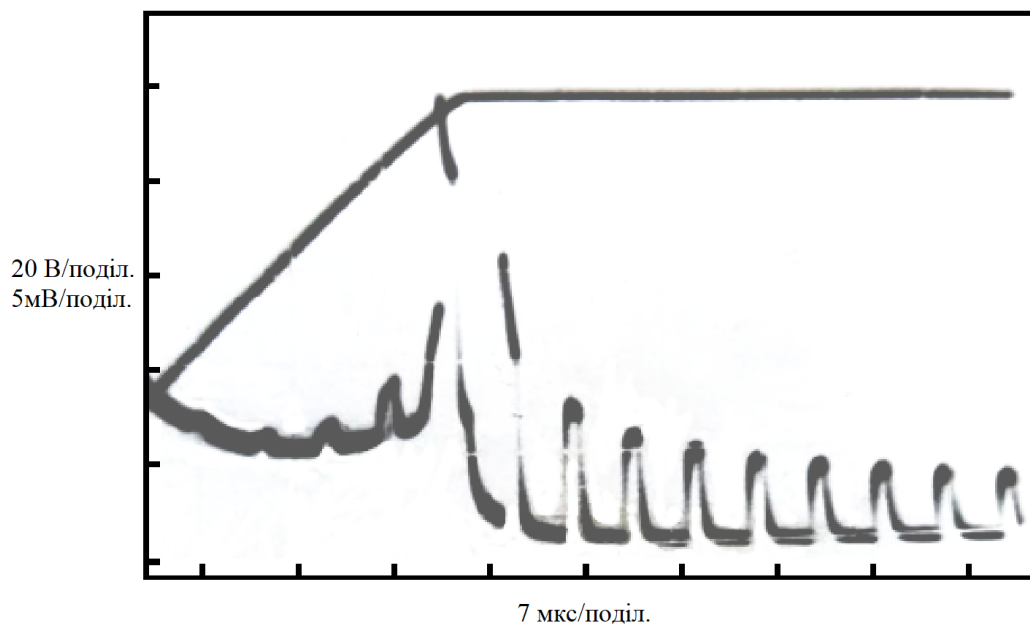


Рисунок 4.8 - Фотовідгук МДН структури при подачі напруги: $U(t)=\alpha t$

На рисунку 4.9 показано залежність фотовідгуку від тривалості світлового імпульсу. Як видно форма фотовідгуку дуже відрізняється від форми фотовідгуку в режимі СЛП. В даному випадку не так сильно виражений ефект самогасіння фотовідгуку, що дозволяє зареєструвати постійну складову у світловому пучку.

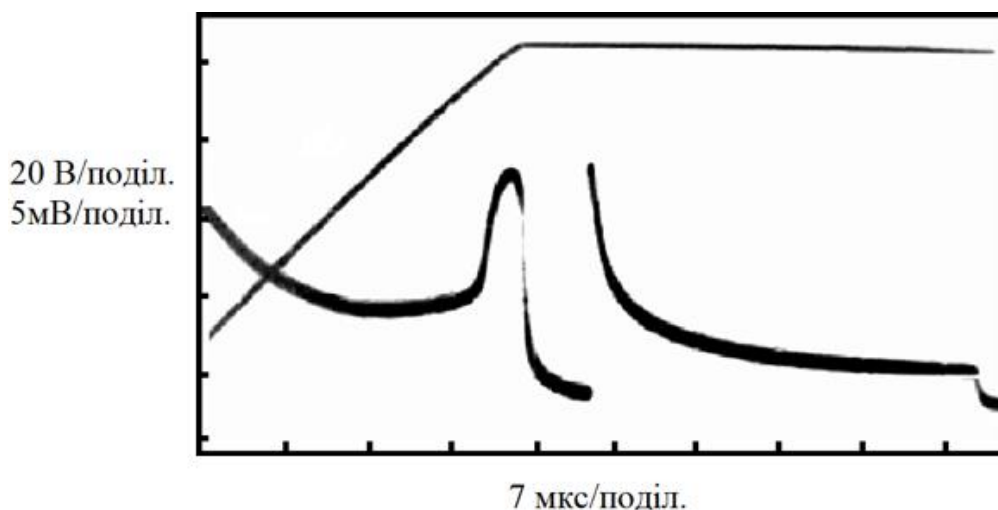


Рисунок 4.9 - Залежність фотовідгуку від тривалості світлового імпульсу

Для режиму релаксуючого лавинного процесу характерний спад коефіцієнта підсилення, але при цьому частота повторення світлових імпульсів не обмежується часом відновлення лавинного процесу як у разі СЛП. В даному режимі "мертвий" час визначається тривалістю імпульсу живлення, що лінійно наростає. Спад коефіцієнта підсилення вочевидь можна зменшити, якщо змінити форму напруги живлення на ділянці релаксуючої лавини (РЛ). Слід зазначити, що у ділянці РЛ порогова чутливість вище ніж у режимі СЛП.

Висновки до розділу:

Цей розділ описує дослідження реєстрації світлових імпульсів в лавинних МДН фотодіодах. У розділі досліджено стійкий лавинний, розглянуто ефект самоекранування світлових імпульсів, а також зменшення коефіцієнта підсилення фотоструму залежно від накопичення заряду на межі діелектрик-напівпровідник. Досліджено вплив параметрів, таких як потужність світлового імпульсу, стаціонарна складова оптичного сигналу та час встановлення рівноважного стану, на коефіцієнт підсилення фотовідповіді.

З результатів дослідження МДН-структур в режимі СЛП випливає, що вони можуть бути використані як фотоприймачі з внутрішнім підсиленням

фотовідповіді, але для отримання фотовідповіді потрібна схема віднімання постійної складової. У режимі стійкого лавинного процесу здійснюється спотворення форми світлового імпульсу, особливо якщо тривалість імпульсу перевищує $\tau_{ci} \gg 1$. Коефіцієнт розмноження можна зменшити, щоб збільшити максимальну тривалість імпульсу, який може бути перетворений без спотворення, що спричинено ефектом самогасіння. Тому реєстрація стаціонарного потоку МДН-структурою, яка працює в режимі СЛП, не може бути здійснена.

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ВИСНОВКИ

За результатами виконання дипломної роботи на тему «Лавинний процес в МДН структурі», було підібрано та опрацьовано 16 літературних джерел : наукових статей, оглядових робіт, монографій тощо.

Виявлено, що МДН-структури, які працюють в режимі лавинного розмноження, дійсно є перспективними для створення нових типів фотоприймачів. Одна з переваг таких структур полягає у відсутності нестабільності коефіцієнта підсилення фотовідповіді від напруги живлення, яка є характерною для фотоприймачів на основі р-п-переходу. Також лавинний пробій приповерхневого шару напівпровідника в МДН-структурі має безмікроплазмовий характер, що робить його вигідним для використання в фотореєстрації.

З аналізу методик було розроблено схему формування трапецеїдального сигналу з регульованою довжиною фронту. Ця схема дозволяє дослідити вплив стаціонарної та імпульсної складових світлового променя на фотовідповідь. Додатково з'являється можливість дослідити ділянку релаксуючої лавини. РЛ є цікавою для дослідження, оскільки для режиму релаксуючого лавинного процесу характерний спад коефіцієнта підсилення, але частота повторення світлових імпульсів не обмежується часом відновлення лавинного процесу, як у випадку СЛП. Також найвища гранична чутливість спостерігається саме на ділянці релаксуючого лавинного процесу.

Загалом, дослідження МДН-структур дозволило зробити й наступні висновки:

- коефіцієнт підсилення M_{ϕ} можна збільшити зменшенням тривалості фронту світлового імпульсу до величини, що визначається інерційністю лавинного процесу
- коефіцієнт підсилення фотовідповіді M_{ϕ} можна регулювати, змінюючи крутизну напруги живлення α .

- у разі необхідності збільшення тривалості світлового імпульсу, що перетворюється без спотворень, досягти цього можна шляхом зниження коефіцієнта лавинного розмноження;
- лавинний процес в МДН структурі характеризується стабілізацією коефіцієнта підсилення фотовідгуку при зміні напруги живлення в межах 15-20 вольт.

Але такі структури мають і свої недоліки, оскільки під час роботи МДН структури відбувається помітна деградація діелектрика під дією гарячих електронів в ході лавинного процесу. Для підвищення надійності лавинних МДН фотоприймачів необхідно усунути інжекцію гарячих носіїв заряду в діелектрик.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Joe C. Campbell. Recent Advances in Avalanche Photodiodes. J. Lightwave Technol. 34, 2016. 285 p.
2. Foss N. A., Ward S.A. Large - area metal - oxide - semiconductor avalanche photodiodes. Journal of Applied Physics, vol. 44, №2, 1973. 3 p.
3. Філачов А. М., Таубкін І. І., Тріщенко М. А. Твердотільна фотоелектроніка. Фотодіоди. М.: Фізматкнига, 2011. 448 с.
4. С.Зі. Фізика напівпровідникових пристроїв. Т.І. - М.: Світ, 1984. 456 с.
5. Фізика процесів у напівпровідниках та елементах електроніки курс лекцій : [навчальний посібник] / Д.М. Фреїк та ін. Івано-Франківськ : Прикарпат. нац. ун-ту ім. Василя Стефаника, 2010. 263 с.
6. Швидкодіючі монолітні матриці фотоприймачів з внутрішньою комутацією. Оптичні методи опрацювання інформації / В.І. Осинський та ін. Наука та техніка, 1978. 105 с.
7. Динаміка лавинного процесу в МДН-структурі при нестационарному ініціюючому струмі / С.В. Богданов та ін. М.: ФІАН (пренпринт), 1987. 253 с.
8. Кравченко А. Б., Плотніков А. Ф., Шубін В. Е. Про можливість створення імпульсного лавинного фотоприймача зі стійким внутрішнім посиленням на основі МДН-структури. Квантова електроніка, 4 № 9, 1978. 2 с.
9. Коротке повідомлення з фізики / А. Кравченко та ін. 10-те вид. 1973. 7 с.
10. Вплив лавинної інжекції на коефіцієнт розмноження фотоструму в МДН-структурах / В.А. Пилипович та ін. 4-те вид. Доп. АН БСРС, 1985. 6 с.
11. Zhao H. Y. High-speed avalanche photodiodes with wide dynamic range performance. J. Lightwave Technol. 37, 2019. 8 p.
12. Мандзюк В. І., Когут І. Т. Фізико-технологічні основи мікросистемної техніки. Навчальний посібник. Івано-Франківськ : Нова зоря, 2008. 154 с.
13. Горшков В. І. Радіоелектронні пристрої. М: Радіо і Зв'язок, 1984. 387 с.

14. Руденко В. С., Сенько В. І., Трифонюк В. В. Основи промислової електроніки. К.: Вища шк., 1985. 400 с.
15. Дослідження лавинного процесу у МДН-структурах / А. Ф. Плотніков та ін. Мікроелектроніка 8, 1979. 5 с.
16. Воронько А. О. Гетероструктури на основі твердих розчинів АЗВ5 для волоконно-оптичних систем передачі інформації : автореф. дис. канд. техн. наук. Київ, 2021. 181 с.