

Министерство образования Российской Федерации

---

Санкт-Петербургский государственный технический  
университет

Радиофизический факультет  
Кафедра «Радиофизики»

Магистерская диссертация на тему:

**Высокоскоростной однофотонный  
детектор для систем квантовой  
криптографии**

Направление: 552507 «Радиофизика»

Магистерская программа: 553109 «Электродинамика композитных сред и  
оптические системы»

Допустить к защите  
/ Зав. кафедрой  
профессор, д.ф.-м.н.  
\_\_\_\_\_ Николаев В.М.  
“ \_\_\_\_\_ ” \_\_\_\_\_ 2000

Автор: \_\_\_\_\_ /Вылегжанин К.Е./  
Научный руководитель: \_\_\_\_\_ /Медведев А.В./  
Научные консультанты: \_\_\_\_\_ /профессор, д.ф.-м.н. Котов О.И./  
\_\_\_\_\_ /доцент Лиокумович Л.Б./  
professor Dar Roar Hjelme  
аспирант Макаров В.Б.

Санкт-Петербург  
2000

## Благодарность

Эта магистерская диссертация является частью проекта «Квантовая криптография», который ведется двумя норвежскими компаниями SINTEF и Telenor Research. Все необходимые компоненты для реализации этой работы были предоставлены компанией SINTEF и Норвежским университетом науки и технологии (NTNU).

Я хочу поблагодарить моего научного руководителя в Норвегии профессора Дага Роура Хельме (Dag Roar Hjelme) за оказанную теоретическую и техническую поддержку, а также научного консультанта в Норвегии аспиранта Вадима Макарова. Отдельное спасибо хотелось бы сказать заведующему кафедрой радиофизики профессору Николаеву В.М. и научному руководителю в России доценту Медведеву А.В., а также профессору Котову О.И. и доценту Лиокумовичу Л.Б.

## Реферат

Целью данной магистерской диссертации является попытка решения проблемы детектирования единичных фотонов в режиме Гейгера на высокой частоте (12 МГц) путем подавления нескольких импульсов, смещающих лавинный фотодиод (детектор единичных фотонов) выше напряжения пробоя, сразу после детектирования лавины для исключения процента ошибки детектирования, связанной с эффектом афтерпалсинга. Лавинный фотодиод включен по схеме обратного смещения и охлажден до температуры 77К.

В процессе эксперимента тестировались два лавинных фотодиода: германиевый (произведенный в России) и InGaAs/InP (произведенный фирмой Fujitsu).

## Содержание:

<b>1.</b>	<b>Введение.</b>	<b>7</b>
<b>2.</b>	<b>Обзор литературы.</b>	<b>8</b>
<b>2.1.</b>	<b><i>Квантовая криптография.</i></b>	<b>8</b>
2.1.1	Введение в квантовую криптографию.	8
2.1.2	Секретный код.	10
2.1.3	Схемы квантово-криптографических установок. Реализация протоколов BB84 и B92.	14
<b>2.2.</b>	<b><i>Лавинные фотодиоды. Роль шума лавинного фотодиода при детектировании единичного фотона и способы его понижения.</i></b>	<b>21</b>
2.2.1	Краткая информация о лавинных диодах.	21
2.2.2	Роль шума лавинного фотодиода при детектировании единичного фотона и способы его понижения.	30
<b>2.3.</b>	<b><i>Темновой отсчет и эффект афтерпалсинга при детектировании единичных фотонов.</i></b>	<b>32</b>
<b>2.4.</b>	<b><i>Сравнение Ge и InGaAs/InP лавинных фотодиодов. Детектирование единичных фотонов с длинами волн 1300 нм и 1550 нм.</i></b>	<b>35</b>
2.4.1	Работа Ge и InGaAs/InP лавинных фотодиодов в режиме Гейгера.	35
2.4.2	Детектирование 1300 нм – фотонов.	38
2.4.3	Детектирование 1550 нм – фотонов.	40
<b>3.</b>	<b>Повышение скорости передачи данных по квантовому каналу. Теоретический анализ преимущества такого решения.</b>	<b>41</b>
<b>4.</b>	<b>Экспериментальная установка.</b>	<b>45</b>
<b>4.1</b>	<b><i>Структурная схема экспериментальной установки.</i></b>	<b>45</b>
<b>4.2</b>	<b><i>Устройство и принципиальная схема блока “Blocking system”.</i></b>	<b>48</b>

<b>5.</b>	<b>Результаты эксперимента.</b>	<b>51</b>
5.1	<i>Детектирование единичных фотонов на частоте 20 кГц в зависимости от амплитуды смещающих импульсов.</i>	53
5.2	<i>Детектирование единичных фотонов в зависимости от частоты смещающих импульсов <math>F</math>.</i>	57
5.3	<i>Детектирование единичных фотонов на частоте 12МГц в зависимости от числа подавляемых импульсов <math>N</math>.</i>	60
<b>6.</b>	<b>Заключение.</b>	<b>64</b>
<b>7.</b>	<b>Приложение 1.</b>	<b>65</b>
<b>8.</b>	<b>Приложение 2.</b>	<b>69</b>
<b>9.</b>	<b>Список литературы.</b>	<b>74</b>

## 1. Введение.

В настоящее время мир пронизан проводами, радиоволнами и оптическими волокнами, многие системы связи используют их в качестве каналов обмена информацией. Но зачастую, появляется необходимость передать какую-то очень важную секретную информацию, однако, используя обычные каналы связи, нельзя ручаться за секретность переданных данных. Поэтому для обмена секретной информацией, были созданы системы передачи информации по скоростному физическому каналу, секретность которых обеспечивается законами квантовой физики. Таким образом, появились квантово-криптографические системы.

Квантовая криптография стала развиваться в 1984 году, а принцип кодирования, на котором основана работа системы, был придуман в начале века. И как любая молодая наука, квантовая криптография содержит еще очень много неразрешенных проблем. Одна из таких проблем, это скорость передачи данных в системах квантовой криптографии.

Многие научно-исследовательские группы, занимающиеся исследованиями квантово-криптографических систем, стремятся создать систему не только со 100% секретностью обмена информацией, но и с высокой скоростью передачи данных. Однако при повышении скорости передачи данных в квантово-криптографических системах, появляются проблемы, связанными с детектированием единичных фотонов. На сегодняшний день многие квантово-криптографические системы работают на низкой частоте (порядка 1-100кГц), так как повышение частоты ведет к повышению процента ошибок при детектировании единичных фотонов за счет эффекта афтерпалсинга. И чтобы решить эту проблему, я разработал и создал устройство, которое позволит бороться с ошибками, связанными с эффектом афтерпалсинга в квантово криптографических системах.

## 2. Обзор литературы.

### 2.1. Квантовая криптография.

#### 2.1.1. Введение в квантовую криптографию.

Одним из направлений квантовой информации, наиболее продвинутых в область практических приложений, является квантовая криптография. Задача криптографии состоит в том, чтобы передать определенную секретную информацию от источника (Алиса) к приемнику (Боб) так, чтобы попытка шпионом (Ева)<sup>1</sup> перехватить передачу или узнать секретный код была обречена на провал. Современными методами классической криптографии эта задача *почти* решается, например, в рамках «симметричной» криптосистемы, опирающейся на создание секретного кода.

В этой системе Алиса и Боб имеют секретный код (К)-последовательность случайных чисел (например: десятичных), длина которой равна длине кодируемого сообщения. Безопасность этой криптосистемы заключается в полной секретности этой последовательности. По заданному правилу, каждой букве алфавита ставится в соответствие десятичное число, и Алиса, заменяет в послании (П) каждую букву соответствующей ей цифрой. Само по себе, такое зашифрованное послание легко дешифруется. Затем получившаяся последовательность шифруется, т.е. к каждому числу послания прибавляется число из кода (К) и получающиеся цифры в разряде единиц представляют собой криптограмму (Кр), которую можно пересылать по публичному каналу (телефон, курьер, Internet и т.д.). Боб, получив криптограмму (Кр), расшифровывает ее, используя секретный код (К), и получает, таким образом, переданное ему сообщение (П).

Такой способ кодирования был изобретен в 1918 году Г.Вернамом (Gilbert Vernam) из американской телеграфной компании и майором американской армии Дж.Мауборне (Joseph Mauborgne). Этот первый

совершенно секретный способ передачи информации в последствии был назван шифром Вернама. В 1949 году С.Шеннон, опираясь на разработанную им теорию информации, доказал теорему, что данная криптосистема является абсолютно секретной, если секретный код - истинно случайный, длина кода не меньше длины кодируемого сообщения, и этот код используется для передачи информации только один раз.[6] Однако на практике реализация данной системы наталкивается на серьезные трудности. Одна из них - это создание и передача большого секретного кода, необходимого каждый раз, когда требуется передача новой информации. Избежать этой сложности, можно было бы при наличии скоростного физического канала, секретность которого обеспечивалась бы физическими законами. Именно такой канал и представляет квантовая физика.

Квантовая криптография опирается на невозможность клонирования отдельного квантового объекта. Под клонированием понимается создание точной копии исходного объекта при сохранении его в том состоянии, в котором он был до процесса клонирования и которое изначально *неизвестно*. Факт разрушения квантового состояния в результате воздействий, производимых измеряющей аппаратурой, позволяет говорить о квантовом состоянии как об очень «чутком», ускользающем от попыток получить о нем информацию, объекте.[1]

Следовательно, если в качестве передатчика секретного кода выступают состояния отдельных частиц, то при попытке зарегистрировать эти состояния внешним наблюдателем, они разрушаются. Факт попытки перехвата можно обнаружить, используя определенное соглашение (протокол) между Алисой и Бобом.

---

<sup>1</sup> Алиса, Боб, Ева – традиционные персонажи в объяснении особенностей передачи квантовой информации.



### 2.1.2. Секретный код.

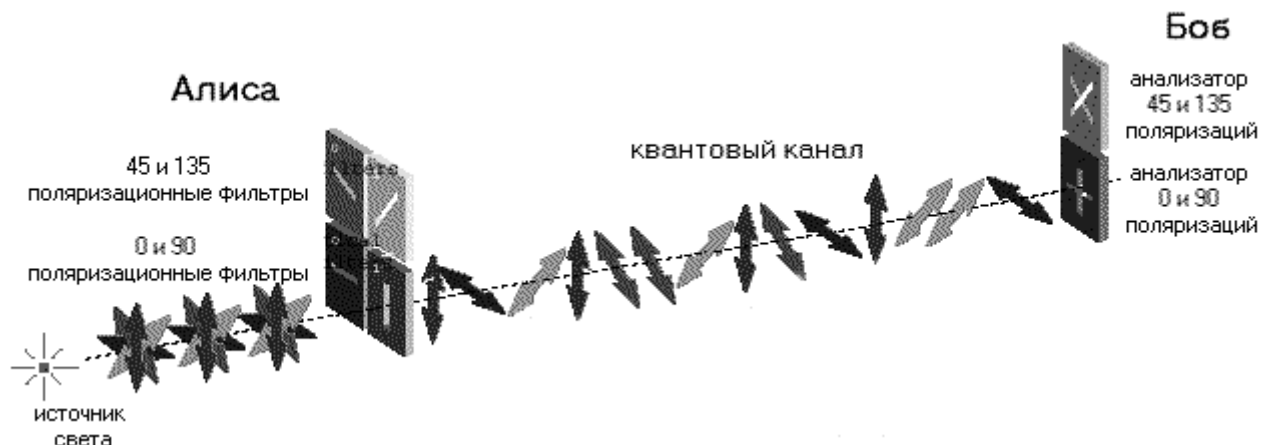


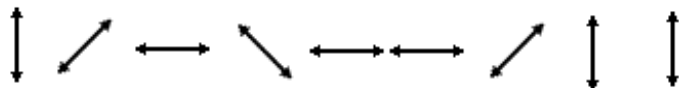
Рис.1. Схема, демонстрирующая систему с кодировкой поляризационными состояниями (протокол BB84).

В настоящее время разработано множество протоколов, которые позволяют обнаружить попытку перехвата квантового канала. Один из таких протоколов связан с кодировкой поляризационных состояний фотонов в двух альтернативных базисах, не ортогональных друг другу.[4] В зарубежной литературе этот протокол обозначается как BB84.[4,5,6,7] Каждая из цифр кодируется двумя поляризациями для достижения гарантии секретности. Если использовать только один базис, то остается только квантовый канал для передачи кода от Алисы к Бобу. Но в этом случае, даже если Алиса передаст случайный код, у Боба не будет возможности проверить истинный он или испорченный попытками перехвата.

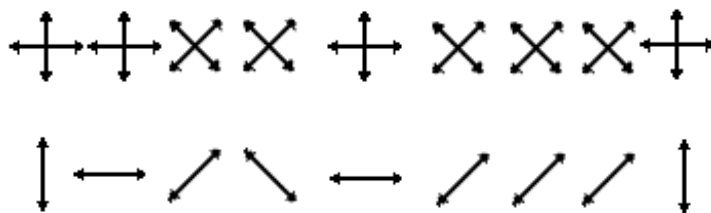
Объясним на конкретном примере процесс обмена секретным ключом между Алисой и Бобом (см.рис.1).

1. Прежде всего, Алиса и Боб договариваются о кодировке: фотоны с поляризацией  $0^\circ$  и  $45^\circ$  кодируют число 0, а фотоны с поляризацией  $90^\circ$  и  $135^\circ$ -единицу. Причем это соглашение может не являться секретным, и, предположим, что Еве оно известно. Затем Алиса случайным образом меняет поляризацию фотонов, посылаемых по квантовому каналу к Бобу. Обычно для достижения большей секретности в качестве генератора случайных чисел используется, например, шум диода, но никогда не

используются компьютерный генератор, т.к. Ева может смоделировать такой генератор и получить похожую последовательность с очень маленькой ошибкой или вообще без нее. Алиса должна записывать посылаемую последовательность, чтобы в последствии можно было отредактировать код, полученный Бобом, и обнаружить наличие Евы. Эта последовательность является секретной для всех. Пусть, например, Алиса передала такую последовательность:



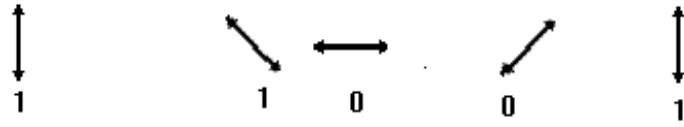
2. На другом конце квантового канала Боб измеряет поляризацию получаемых фотонов, случайным образом меняя ориентацию анализатора для распознавания поляризации  $0^\circ$  и  $90^\circ$  (+) или  $45^\circ$  и  $135^\circ$  (×). Как было сказано выше, согласно теории информации С.Шеннона, рассматриваемая криптосистема будет секретной только в том случае, если используемый код случайный. Именно случайности кода и добиваются Алиса и Боб, случайно меняя поляризаторы. Боб также фиксирует получившуюся у него последовательность, и она тоже должна быть секретной. Допустим, Боб подставлял анализаторы следующим образом и получил некоторую последовательность поляризационных состояний фотонов:



3. Используя публичный канал, Боб сообщает Алисе, какой *тип* измерения он выполнял для каждого фотона (не результат измерения), а Алиса подтверждает, правильно или нет, он выбрал его.



4. Далее Алиса и Боб выбрасывают из кода все неверно измеренные фотоны и получают секретный код.



Внешний наблюдатель, пытаясь узнать секретный код, обязательно должен пытаться считывать информацию из квантового канала. Но при этом он вызовет несовпадения в кодах, которые получают Алиса и Боб, т.к. измерения внешнего наблюдателя необратимым образом разрушают поляризационные состояния фотонов, передаваемых по квантовому каналу. Делая проверку несовпадений по случайной выборке, Алиса и Боб обнаружат превышение уровня ошибок по сравнению с уровнем ошибок, генерируемых детекторами. Тем самым будет установлен факт попытки нарушения секретности, и этот код не будет использоваться.

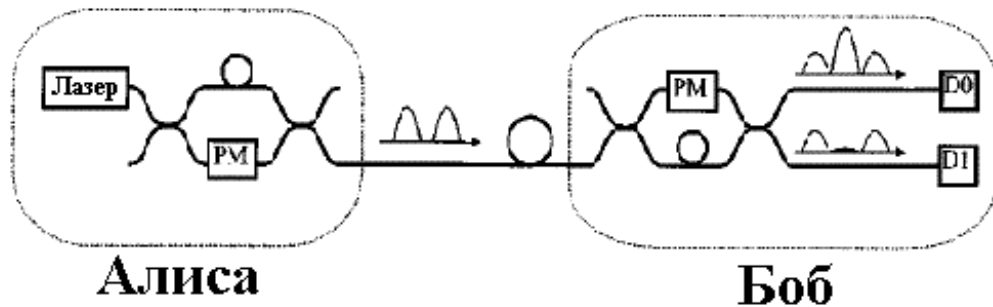


Рис.2. Схема, демонстрирующая систему с кодированием фазовой модуляцией с интерферометрическим детектированием фотонов (протокол BB84).

Другим протоколом, который может использоваться при передаче секретного кода, является *фазовая модуляция* с интерферометрическим детектированием [5], основанным на интерференции одного фотона с самим собой в интерферометре, образованном двумя разбалансированными интерферометрами Маха-Цендера. Фотон, посылаемый Алисой, в зависимости от его пути попадает в детектор на стороне Боба в один из трех разделенных временных интервалов. Первый соответствует пути «короткое плечо интерферометра Алисы - короткое плечо интерферометра Боба». В

средний интервал попадают фотоны по двум неразличимым путям: «короткое плечо интерферометра Алисы - длинное плечо интерферометра Боба» и «длинное плечо интерферометра Алисы - короткое плечо интерферометра Боба». В последний интервал собираются фотоны, проходящие путь «длинное плечо интерферометра Алисы - длинное плечо интерферометра Боба». Вследствие неразличимости путей (полная идентичность интерферометров Алисы и Боба) в среднем интервале должна наблюдаться интерференция, зависящая от разности фаз  $F_A$  и  $F_B$  модуляторов, которыми управляют Алиса и Боб. Действительно, вероятность того, что Боб зарегистрирует в центральном окне фотон, равна

$$P_B \propto \cos^2\left(\frac{F_A - F_B}{2}\right).$$

Следовательно, если Алиса и Боб будут использовать фазы  $(F_A, F_B) = (0, 3\pi/2)$  для кодирования своих 0-битов и  $(F_A, F_B) = (\pi/2, \pi)$  для 1-битов, тогда они будут иметь интерферометрический аналог кодировки поляризационный состояний, который был описан выше.

### 2.1.3. Схемы квантово-криптографических установок. Реализация протоколов BB84 и B92.

Квантовая криптография стала развиваться с 1984 года, но в этой области уже достигнуты большие успехи. Создано множество протоколов обмена секретным ключом между Алисой и Бобом, разработано множество схем, которые реализуют эти протоколы. Рассмотрим некоторые из них.

Первый эксперимент, демонстрирующий систему с кодировкой поляризационных состояний (BB84), был показан в октябре 1989 года в Калифорнийском университете в Лос-Анджелесе. Схема эксперимента показана на рис.3

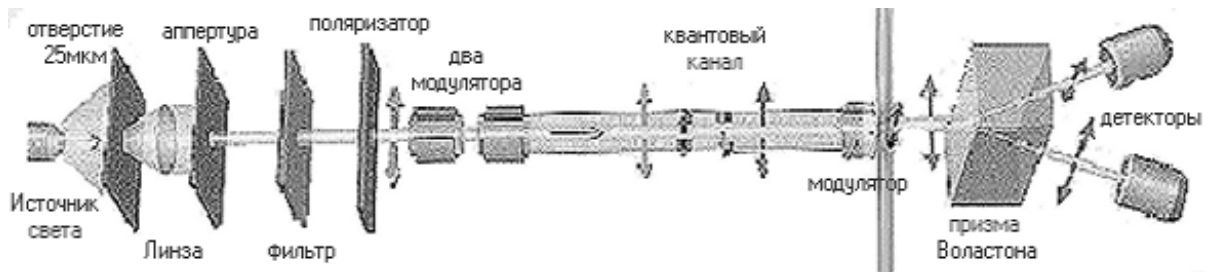


Рис.3. Схема первой криптографической установки, демонстрирующей передачу секретного ключа на расстояние 32 см по воздуху.

Установка размещалась на оптической платформе длиной 1 м, помещенной в светонепроницаемый ящик размерами 1.5x1.5x0.5 м. Вся система контролировалась компьютером, специально написанные программы замещали как Алису, так и Боба. В качестве некогерентного источника фотонов использовался светоизлучающий диод зеленого свечения (LED Stanley type HBG5566X). Пучок фотонов, проходя через маленькое отверстие диаметром 25 мкм, линзу с фокусным расстоянием 25 мм и цветной фильтр, превращался в коллимированный луч света, состоящий из мало фотонных импульсов. Далее свет проходил горизонтальный поляризатор (Ealing type 35-5065), который понижал интенсивность пучка

так, что на выходе поляризатора в каждом импульсе света содержалось в среднем 0.1 фотона.

Единичные фотоны, проходя сквозь два модулятора (Pockels cells INRAD type 102-020), принимали случайную поляризацию ( $0^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $90^\circ$ , или  $135^\circ$ ), которая фиксировалась компьютером, и посылались через воздушное пространство длиной 32см к приемнику. На входе приемника находился такой же модулятор, который изменял поляризацию приходящих фотонов на  $0^\circ$  или  $45^\circ$  случайным образом. Далее находилась призма Воластона (Wollaston prism Melles-Griot type 03PPW001/C), ориентированная так, чтобы направлять приходящий фотон в различные детекторы, один из которых фиксирует горизонтально поляризованный фотон, а другой - вертикально.

На этой установке был впервые показан процесс передачи секретного ключа, и получены довольно не плохие результаты. Этот тип устройств относится к устройствам, которые реализуют протокол BB84. В настоящее время для реализации квантового канала в схеме квантовой криптографии наиболее подходящей средой является оптическое волокно, свойства которого позволяют передавать криптограммы на расстояния до 100км. Но использование волокна накладывает ограничения на возможность работы с поляризационной кодировкой, поскольку оптоволокно обладает ощутимыми флуктуациями двулучепреломления.

Следующим типом квантово-криптографических установок, который мы подробно рассмотрим, является установка работающая на основе фазовой модуляции с интерферометрическим детектированием. Эта схема позволяет не учитывать эффект двулучепреломления при передаче данных от Алисы к Бобу. Для такой установки необходимо соблюсти некоторые требования, во-первых, это малость потерь в канале (оптоволокно обладает низкими потерями в ИК-диапазоне длин волн 1.3мкм (0.3 дБ/км) и 1.55мкм (0.15 дБ/км)). Во-вторых, это использование для регистрации фотодетекторов, работающих в режиме счета одиночных фотонов (для

выбранной длины волны 1.3мкм существующие лавинные фотодиоды (Ge или InGaAs) при соответствующей подготовке могут быть использованы для этих целей). И, в-третьих, это невозможность использования усилителей, так как из теоремы о невозможности клонирования состояний квантовых систем следует, что использование усилителя оказывает такое же разрушающее воздействие при передаче по квантовому каналу, как и попытка перехвата сообщения.

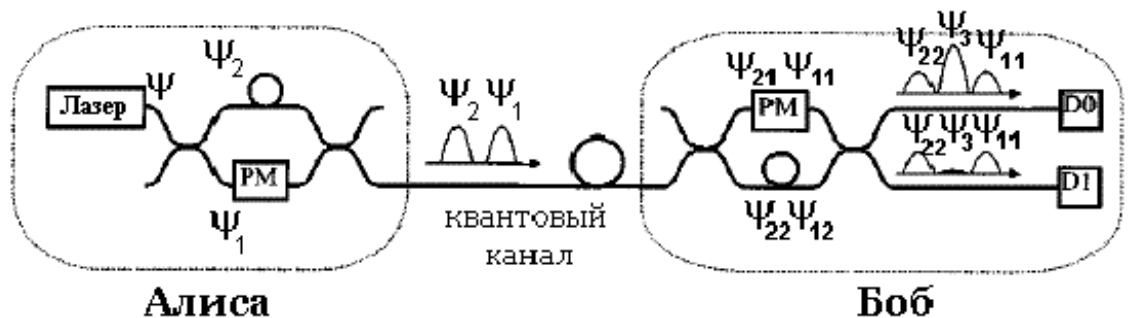


Рис.4. Схема криптографической установки, работающей на основе фазовой модуляции с интерферометрическим детектированием.

Рассмотрим пример установки, созданной в Женевском университете в 1996 году (см. рис 4).[7,8] Для общей наглядности, попробуем объяснить принцип работы квантово-криптографических систем, используя термины классической оптики. Но нельзя забывать, что речь идет о единичном фотоне и о квантовой физике, где все процессы протекают подобным образом, за исключением некоторых нюансов, которые не влияют на общую картину.

Эта схема построена на двух разбалансированных интерферометрах Маха-Цендера, один из которых находится у Алисы, а другой – у Боба. Источник (лазер) генерирует короткие импульсы, которые подавляются аттенюатором до уровня 0.1 фотона в импульсе. Далее фотон попадает на полупрозрачное зеркало (50/50 optical coupler), и происходит «деление» фотона:  $\psi = \alpha\psi_1 + \beta\psi_2$  (добиваются  $\alpha \approx \beta$ ). Допустим, второй фотон в состоянии  $\psi_2$  направляется в длинное плечо, а первый в состоянии  $\psi_1$  – в короткое, которое содержит фазовый модулятор РМ. Проходя через

короткое плечо интерферометра, первый фотон  $\psi_1$  приобретает сдвиг фазы  $F_1=0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ , или  $135^\circ$  путем модуляции фазовым модулятором РМ, и направляется в квантовый канал. Следом за ним в квантовый канал подается второй фотон в состоянии  $\psi_2$ , который отстает от первого на некоторое время  $\Delta t$  (за счет неравенства плеч интерферометра). Заметим, что информацию несет только первый фотон  $\psi_1$ . Далее они попадают в точно такой же разбалансированный интерферометр Маха-Цендера, как и у Алисы, где происходит новое «деление» фотонов на  $\psi_{11}, \psi_{12}, \psi_{21}, \psi_{22}$ . Фотоны  $\psi_{11}$  и  $\psi_{21}$  проходят через фазовый модулятор Боба, который случайным образом выбирает сдвиг фазы  $F_2=0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ , или  $135^\circ$ . Так как длина пути для  $\psi_{12}$  и  $\psi_{21}$  фотонов одинаковая (за счет неразличимости интерферометров), то на выходе второго интерферометра в поляризационном делителе фотоны  $\psi_{12}$  и  $\psi_{21}$  интерферируют в состояние  $\psi_3$ . Но тут накладывается условие, что, если Боб использовал такой же сдвиг фазы  $F_2$ , какой имел первый фотон  $\psi_1$  после короткого плеча интерферометра Алисы, тогда произойдет интерференция и детектор зафиксирует фотон  $\psi_3$ , в случае, когда  $F_1$  не равно  $F_2$ , детектор не зафиксирует ничего.[7]

Такой способ передачи секретного кода позволяет почти пренебречь эффектом двулучепреломления в оптоволокне, но тут возникает другая сложность связанная с интерферометрами Маха-Цендера, а именно – полная идентичность интерферометров Алисы и Боба. Для такой установки необходимо добиться, чтобы все компоненты интерферометров Алисы и Боба имели одинаковые свойства, что само по себе довольно трудно реализуется на практике.





составляет  $F_1 - F_2 = 0$ , тогда детектор D0 продетектирует пришедший фотон, если же разность составит  $F_1 - F_2 = \pi$ , тогда интерференции не будет.

Видимость интерференционных полос не зависит от делительного соотношения лучепреломителя C2, однако, заметна сильная зависимость от поляризационных состояний интерферирующих фотонов.[8] Фотоны испытывают в каждом плече интерферометра произвольную поляризационную трансформацию, зависящую от условий внешней среды. Эти преобразования описываются не коммутирующими операторами, следовательно, два фотона имеют не параллельные поляризации. Заменяем все три зеркала интерферометра на зеркала Фарадея, которые состоят из  $45^\circ$  Фарадеевского циркулятора и обычного зеркала. Световой импульс, вошедший с любой поляризацией в волокно, завершённое зеркалом Фарадея, выйдет обратно с точно ортогональной поляризацией, не обращая внимание на трансформацию в волокне. Поэтому оба импульса испытывают три идентичные поляризационные преобразования и интерферируют в поляризационном делителе с идентичной поляризацией.

Чтобы определить количественно производительность интерферометра, измеряется отношение числа зарегистрированных фотонов к числу посланных за определенный момент времени. Это отношение достаточно велико 30дБ, но если заменить одно зеркало Фарадея на обычное, то мы получим 20дБ. При условии, что два зеркала Фарадея были заменены обычными, интерференция может пропадать совсем [8].

На основании того, что в системе используется только один сильно разбалансированный интерферометр Майкельсона, который находится у Боба, а Алиса исполняет роль зеркала на конце длинного плеча, можно говорить об автоматической подстройке системы. Действительно, работа системы не зависит от того, какое оборудование использует Алиса, лишь бы оно подходило для работы в этой системе. Таким образом, фотоны все равно будут проходить одинаковые пути, т.к. «сердце» интерферометра находится

у Боба. Первый тест на такой установке с 23км волоконно-оптической линией показал хороший результат. Установка отличилась впечатляющей стабильностью и видимостью интерференционных полос 99.8%. В результате эксперимента за 11 часов был создан секретный код длиной 20Кбит с квантовой ошибкой 1.35% для 0.1 фотона в импульсе. Частота импульсов была около 1Гц [8].

Таким образом, на примере этой установки, мы показали реализацию протокола двух состояний V92. На самом деле, если ввести второй детектор и немного модифицировать установку, то эта схема позволяет применять протокол VV84.

## **2.2. Лавинные фотодиоды. Роль шума лавинного фотодиода при детектировании единичного фотона и способы его понижения.**

В качестве детекторов единичных фотонов в системах квантовой криптографии используются лавинные фотодиоды. Прежде чем рассматривать их конкретное применение, приведем краткую информацию о лавинных фотодиодах.

### **2.2.1. Краткая информация о лавинных диодах.**

Лавинные фотодиоды являются наиболее совершенными фотоприемниками для обнаружения оптических сигналов в волоконно-оптических системах передачи. Такие системы работают преимущественно в двух спектральных диапазонах: 0.8-0.9 и 1-1.6 мкм. [12] В первом диапазоне оптимальным является кремниевый лавинный фотодиод: он превосходит фотоприемники на других материалах по надежности, электрическим характеристикам, отработанности технологии и дешевизне. В спектральном диапазоне 1-1.6 мкм в настоящее время практически используются германиевый [13] и InGaAs лавинные фотодиоды [14].

Лавинные фотодиоды отличаются от обычных p-n- и p-I-n фотодиодов наличием процессов умножения.

Фотоприемники характеризуются, прежде всего, тремя основными параметрами: квантовой эффективностью, быстродействием, уровнем шумов. Квантовая эффективность лавинных фотодиодов определяется так же, как у обычных фотодиодов. Инерционность лавинных фотодиодов определяется несколькими постоянными времени – временем лавинного умножения и постоянными, типичными для обычных фотодиодов, такими, как RC-постоянная, время пролета в области пространственного заряда и время диффузии носителей в необедненном (квазинейтральном) слое. Шумы в лавинных фотодиодах обусловлены в основном шумами процесса умножения, которые возникают вследствие статистической природы указанного процесса; в обычных фотодиодах такие шумы отсутствуют [12].

Рассмотрим некоторые факторы, определяющие отношение сигнал/шум в лавинных фотодиодах.

### Избыточные шумы умножения.

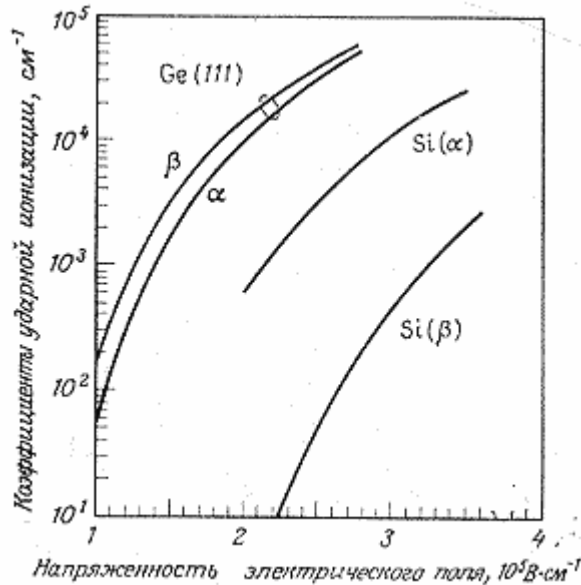


Рис.6. Зависимость коэффициентов ударной ионизации в кремнии и германии от напряженности электрического поля при температуре 300К.

При достаточно большом обратном смещении напряженность электрического поля  $E$  в р-п-переходе может достичь весьма больших значений — выше  $10^5 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ . Скорость носителей при такой напряженности насыщается, и их энергия становится достаточной для генерации новой пары электрон-дырка за счет ионизации [16]. Генерированные носители могут, в свою очередь, ионизировать другие пары: таким образом, развивается процесс лавинного размножения. Среднее число электронно-дырочных пар, создаваемых первичным носителем на единице пройденного пути, называется коэффициентом ударной ионизации. Экспериментально полученные зависимости коэффициентов ударной ионизации для германия и кремния от напряженности электрического поля показаны на рис.6 [17,18].

В то время как для кремния имеется большое различие между коэффициентами ударной ионизации электронов  $\alpha$  и дырок  $\beta$ , особенно при

низкой напряженности электрического поля, для германия эти коэффициенты примерно равны.

Шумы лавинного умножения обычно характеризуются шум - фактором, который определяется как отношение среднеквадратичного значения коэффициента умножения лавины  $\overline{M^2}$  к квадрату среднего значения коэффициента умножения  $\overline{M}^2$  (усреднение проводится по времени) [19]. Выражение для расчета шум - фактора было получено в работах [14, 20] для разных соотношений коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок:

$$F = \frac{j^2}{2eI_{\phi_0}\overline{M^2}},$$

где  $e$  – заряд электрона,  $I_{\phi_0}$  – общий первичный ток, инжектируемый в лавинный слой, а  $j^2$  – спектральная плотность избыточного шума умножения.

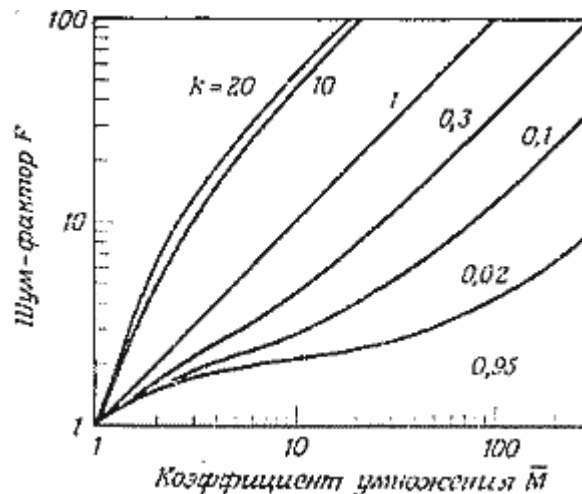


Рис.7. Зависимость шум-фактора  $F$  от коэффициента умножения при разных значениях  $k$  и отношении  $I_n/I_{\phi_0}=0.95$ .

На рис.7 показаны зависимости шум - фактора от коэффициента умножения при различных значениях отношения  $k$  и случая, когда в первичный слой инжектируются в основном электроны ( $I_n/I_{\phi_0}=0.95$ ), где коэффициент умножения  $\overline{M}$  и  $k$  определяются следующими выражениями:

$$k = (\overline{M}_p - 1) / (\overline{M}_n - 1),$$

$$\overline{M} = (I_p \overline{M}_p + I_n \overline{M}_n) / I_{\phi_0},$$

$\overline{M}_n$  и  $\overline{M}_p$  – коэффициенты умножения первичных электронов и дырок соответственно. Из чего следует, что для получения малого шума умножения за счет подавления обратной связи необходима большая разница между коэффициентами ударной ионизации электронной и дырочной составляющих в первичном токе, инжектируемом в лавинный слой.

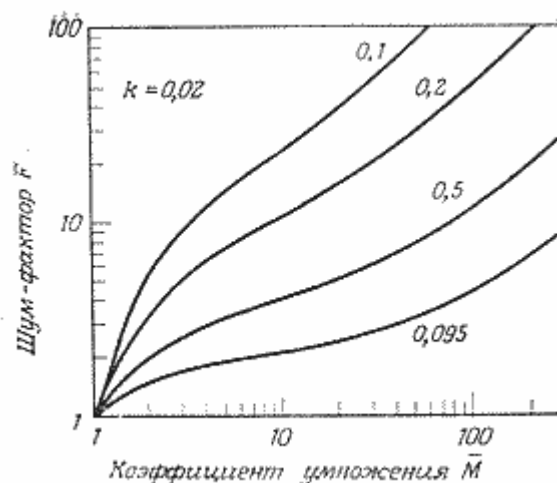


Рис.8. Зависимость шум-фактора  $F$  от коэффициента умножения при  $k=0,02$  и разном отношении  $I_n/I_{\phi 0}$ .

На рис.8 показана зависимость шум - фактора от коэффициента умножения при  $k=0,02$  и разной доли электронной составляющей в общем первичном токе. Для получения малого избыточного шума необходимо инжектировать в лавинный слой носители, имеющие более высокий коэффициент ударной ионизации [12].

Таким образом, можно отметить, что для получения малого шума в лавинных фотодиодах требуется свести к минимуму эффект обратной связи в процессе умножения. Для этого необходимо, чтобы коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок сильно различались по величине, и чтобы процесс умножения инициировался носителями с более высоким коэффициентом ударной ионизации.

### **Квантовая эффективность.**

При падении на чувствительную поверхность лавинных фотодиодов фотонов с энергией, большей ширины запрещенной зоны, генерируется

фототок за счет перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости (внутреннее возбуждение); при этом образуется оптическая пара электрон-дырка. Этот процесс показан на рис.9.

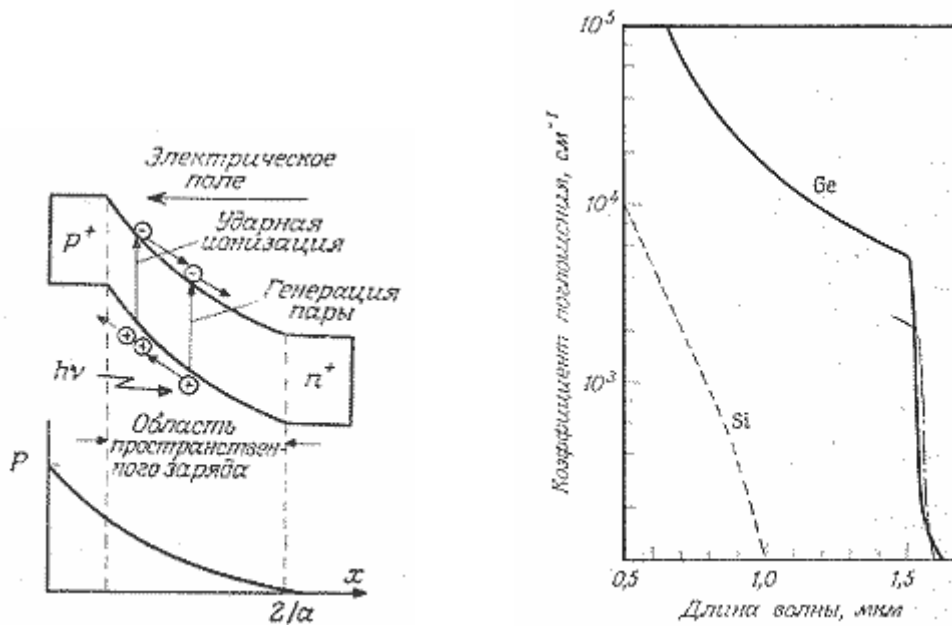


Рис.9. Фотоэффект в лавинном фотодиоде: зонная диаграмма при обратном смещении, генерация пары электрон – дырка и поглощение излучения в фотодиоде. (P – плотность падающего на фотодиод излучения.)

Рис.10. Зависимость коэффициента поглощения от длины волны в кремнии и германии.

Значения коэффициентов поглощения света для кремния и германия приведены на рис.10 [21,22,23]. Так как кремний и германий являются не прямозонными полупроводниками, то оптическое возбуждение в длинноволновой области происходит при участии фонона; для кремния это длины волн больше 0.5мкм, а для германия - больше 1.5мкм. Так как вероятность одновременного поглощения фотона и фонона мала, то коэффициент поглощения в длинноволновой области уменьшается (рис.10). Длинноволновая граница может быть получена из формулы:

$$\lambda_{cp} = hc / \wp_g,$$

где  $h$  – постоянная Планка ( $6.624 \cdot 10^{-34}$  Дж·с),  $c$  – скорость света ( $2.998 \cdot 10^{10}$  см/с) и  $\wp_g$  – ширина запрещенной зоны.



Значения  $\lambda_{гр}$ , вычисленные по данной формуле, равны примерно 1.1мкм для кремния и 1.7мкм для германия. Чтобы получить фотодиод с высокой чувствительностью, коэффициент поглощения должен иметь значения  $5 \cdot 10^3 - 10^4 \text{ см}^{-1}$ . Для кремния и германия это условие выполняется соответственно в спектральном диапазоне 0.8-0.9 и 1-1.55мкм [12].

Носители генерируются обычно как внутри, так и вне области пространственного заряда р-п-перехода. Дырки и электроны, генерированные в области пространственного заряда, под действием электрического поля разделяются и дрейфуют в противоположных направлениях. Носители, генерированные в области объемного заряда (по обе стороны от нее), но в пределах средней величины диффузионной длины, будут диффундировать в эту область и далее также дрейфовать в электрическом поле. При пролете носителей в области пространственного заряда во внешней цепи фотодиода наводится фототок [12]. Скорость генерации носителей  $g$  можно определить следующим образом:

$$g_{omn} = (P/h\nu) \cdot a \cdot \exp(-ax),$$

где  $P/h\nu$  – количество падающих фотонов,  $a$  – коэффициент поглощения,  $x$  – расстояние от поверхности фотодиода.

Падающая энергия уменьшается в полупроводнике экспоненциально с постоянной  $a$ . Вклад в фототок дают не все генерированные светом фотоносители. Уменьшение фототока (числа носителей, поступающих во внешнюю цепь в секунду) по сравнению с числом падающих фотонов (в секунду) происходит за счет рекомбинации носителей, как на поверхности, так и в объеме неистощенных областей. Отношение фототока (числа электронов, поступающих во внешнюю цепь в секунду) к числу падающих фотонов называется квантовой эффективностью  $\eta_{\phi}$ :

$$\eta_{\phi} = \frac{I_{\phi}/e}{P/h\nu}.$$

### **Быстродействие фотоприемников.**

Имеется четыре постоянных времени, определяющие быстродействие лавинных фотодиодов: время пролета носителей через область пространственного заряда  $t_{\text{ОПЗ}}$ ; постоянная времени определяемая RC-цепью,  $t_{\text{RC}}$ ; время диффузии носителей через необедненный слой  $t_{\text{диф}}$ ; время, затрачиваемое на процесс умножения (развитие лавины),  $t_{\text{М}}$ . Первые три постоянные времени в основном зависят от ширины области пространственного заряда, которая выбирается в зависимости коэффициента поглощения полупроводникового материала. Следовательно, разница между быстродействием кремниевого и германиевого лавинных фотодиодов определяется в основном тем, что их коэффициенты поглощения в длинноволновых областях различаются более чем на порядок (рис.10) [12].

В кремниевых фотодиодах ширина области пространственного заряда должна быть 30-50мкм, при таких значениях ширины быстродействие фотодиода определяется временем пролета через эту область. В германиевых фотодиодах время пролета через область пространственного заряда не ограничивает быстродействие прибора; так как ширина этой области очень мала (2-3мкм), то и время пролета носителей в ней также мало и равно  $\sim 5 \cdot 10^{-11}$  с. Эту оценку можно получить из выражения:

$$t_{\text{ОПЗ}} = l_{\text{ОПЗ}} \cdot v_{\text{нас}},$$

где  $l_{\text{ОПЗ}}$ - ширина области пространственного заряда,  $v_{\text{нас}}$ - дрейфовая скорость насыщения ( $6 \cdot 10^6$  см/с).

В германиевом лавинном фотодиоде быстродействие определяется RC-постоянной и временем, затрачиваемым на умножение. Быстродействие лавинных фотодиодов можно рассчитать с помощью уравнений непрерывности и переноса для электронов и дырок, оно определяется указанными постоянными времени  $t_{\text{ОПЗ}}$ ,  $t_{\text{RC}}$ ,  $t_{\text{диф}}$  и  $t_{\text{М}}$  [24, 25].

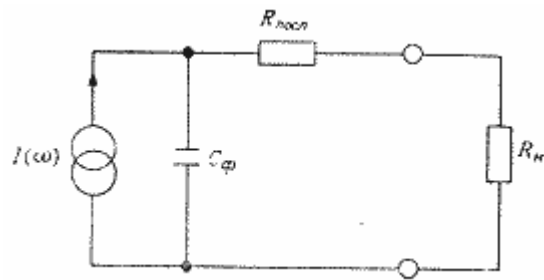


Рис.11. Эквивалентная электрическая схема лавинного фотодиода.

Упрощенная эквивалентная схема лавинного фотодиода показана на рис.11. Для постоянной времени, определяемой RC-цепью, можно записать следующее выражение:

$$t_{RC} = (R_{\text{посл}} + R_{\text{н}}) \cdot C_{\text{ф}},$$

где  $R_{\text{посл}}$  - последовательное сопротивление фотодиода,  $R_{\text{н}}$  - сопротивление нагрузки,  $C_{\text{ф}}$  - емкость фотодиода, равная сумме емкостей p-n-перехода и корпуса. В лавинном фотодиоде с резким p-n-переходом сопротивление  $R_{\text{посл}}$  определяется сопротивлением высоколегированной области и в правильно сконструированном фотодиоде имеет малое значение (10-20 Ом). Сопротивление  $R_{\text{н}}$  выбирается исходя из требований, предъявляемых к приемному модулю, в котором используется фотодиод (уровень шума, быстродействие и др.). Значение емкости фотодиода зависит от его площади, толщины ОПЗ и типа корпуса. Для получения малого значения постоянной времени площадь фотодиода делают как можно меньше, так чтобы она была соизмерима с диаметром пятна принимаемого излучения [12].

Так как время пролета пропорционально ширине обедненного слоя, то существует связь между постоянной времени  $t_{RC}$  и временем пролета, которое связано в свою очередь с квантовой эффективностью. Отсюда следует, что при изготовлении фотодиодов необходимо выбирать оптимальную концентрацию примеси в полупроводнике.

Время диффузии носителей через обедненный слой определяется следующим выражением [26]:

$$t_{\text{диф}} = (L_{\text{диф}})^2 / 2.4 \cdot D,$$

где  $L_{диф}$ - диффузионная длина носителей в обедненном слое и  $D$ - коэффициент диффузии неосновных носителей. Для повышения быстродействия и квантовой эффективности поверхностный легированный слой делается тонким (0.2-0.3мкм). Диффузионная длина неосновных носителей обычно равна или больше толщины этого слоя. Тогда время диффузии через обедненный поверхностный слой определяется толщиной слоя и имеет малое значение  $0.1 \cdot 10^{-9}$ с.

При развитии лавины наблюдается обратная связь. Этот процесс не мгновенный. Время процесса лавинного размножения  $t_M$  зависит от числа обратных связей и пропорционально коэффициенту умножения:

$$t_M = t_L \cdot \bar{M},$$

где  $t_L$ -собственное характеристическое время [15]. Эта постоянная времени сильно зависит от отношения коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок. Значение величины  $t_L$  от отношения коэффициентов ударной ионизации двух типов носителей было выведено Эммонсоном [15]:

$$t_L = N_k \cdot (\beta/\alpha) \cdot (\omega_L / v_{нас}),$$

где  $N_k$ - коэффициент, изменяющийся от 1.3 до 2 при изменении  $\beta/\alpha$  от 1 до  $10^{-3}$ ,  $\omega_L$ - ширина слоя лавинного умножения, а величина  $\omega_L / v_{нас}$ - время пролета носителей через этот слой.

### 2.2.2. Роль шума лавинных диодов при детектировании единичного фотона в системах квантовой криптографии и способы его понижения.

Лавинные фотодиоды, смещенные выше их напряжения пробоя ( $U_{br}$ ), могут быть использованы для детектирования единичных фотонов. Падающий фотон вышибает лавину и макроскопический импульс тока, который регистрируется с помощью соответствующей аппаратуры. При наличии отклика от этой аппаратуры, криптографическая система фиксирует приход фотона и реагирует согласно заложенной в нее программе. Но если не давать лавинному фотодиоду времени на релаксацию, то система будет принимать «ложные фотоны», которые будут «приходить» из-за темнового отсчета и эффекта афтерпалсинга (afterpulsing) [27]. Эти две причины появления «ложных фотонов» мы рассмотрим ниже.

Чтобы предотвратить детектирование «ложных фотонов», после детектирования фотона света, вероятность лавинного пробоя должна быть сведена к нулю, для того чтобы фотодиод смог прорелаксировать, т.е. вернуться к начальному состоянию. На практике эффект подавления может быть достигнут различными способами, приведем основные три из них [27]:

- с помощью пассивного подавления, когда резистор ( $\sim 500\text{Ом}$ ) подсоединен последовательно к лавинному фотодиоду и понижает напряжение смещения ( $U_{offset}$ ) на нем после начала лавины;
- с помощью использования цепи активного подавления, которая понижает напряжение смещения ( $U_{offset}$ ) и сохраняет его ниже напряжения пробоя лавинного фотодиода ( $U_{br}$ ) в течение времени регистрации лавины;
- с помощью так называемого ждущего режима (режим Гейгера), когда известно время прихода фотона. В этом случае напряжение

смещения ( $U_{\text{offset}}$ ) становится выше напряжения пробоя ( $U_{\text{br}}$ ) только на очень короткое время ( $\sim 2\text{нс}$ ) в момент ожидания фотона света (рис.12).

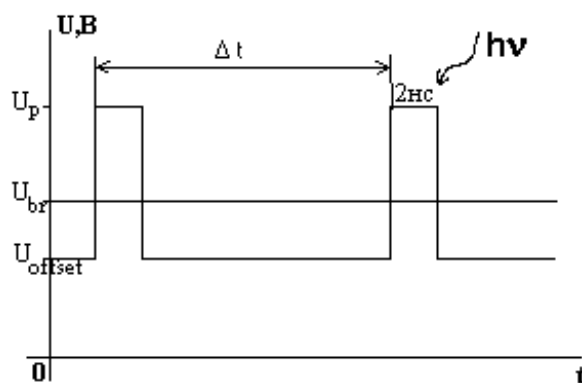


Рис.12. Смещающие импульсы.

По сравнению с двумя первыми способами третий метод позволяет избавиться от детектирования шума, связанного с темновым отсчетом в лавинном фотодиоде, но в этом методе возникает ошибка, связанная с эффектом афтерпалсинга.

### **2.3 Темновой отсчет и эффект афтерпалсинга при детектировании единичных фотонов.**

При детектировании единичных фотонов методом Гейгера в системах квантовой криптографии важным параметром эффективности квантовой системы является процент ошибки детектора. Он состоит из суммы ошибок, которые дают темновой отсчет и эффект афтерпалсинга.

Темновой отсчет - это ложное срабатывание (лавинный пробой) лавинного фотодиода при повышении напряжения смещения ( $U_{\text{offset}}$ ) выше напряжения пробоя ( $U_{\text{br}}$ ) в отсутствие фотона света при детектировании методом Гейгера. В лавинных фотодиодах темновой отсчет возрастает при инжекции в p-n-переход носителей заряда [27]. Для этого существуют три способа:

- термическое возбуждение;
- туннелирование через истощенную зону;
- эмиссия захватывающих центров (ловушек).

Последний способ повышает эффект афтерпалсинга, который заключается в том, что лавинный фотодиод из-за перераспределения ловушек ложно срабатывает в отсутствие фотона в следующем смещающем импульсе после лавины, выбитой фотоном света.

Существуют два основных параметра, которые влияют на эффект афтерпалсинга [27]: температура в течение времени жизни ловушек и интервал времени между двумя смещающими импульсами. Можно оценить важность последнего параметра путем измерения вероятности срабатывания лавинного фотодиода в следующем смещающем импульсе после лавины как функцию от периода этих импульсов. На практике, генератор, подающий смещающие импульсы на лавинный фотодиод, синхронизирован с генератором, который управляет генерацией приходящих фотонов, таким образом, лавина генерируется с 100% вероятностью. В процессе лавинного

пробоя фотодиода ловушки заполняются, и во время прихода второго смещающего импульса через некоторое время  $\Delta t$  происходит лавинный пробой в отсутствие фотона света. Вычитая вероятность темнового отсчета из результатов такого эксперимента, мы получим вероятность эффекта афтерпалсинга. На рис.13 показана зависимость  $\Delta t$  от температуры  $T(K)$  для двух вероятностей эффекта афтерпалсинга: 0.1% и 1%. Так как напряжение пробоя изменяется с изменением температуры, то при получении данных результатов разность  $\Delta V = U_{br} - U_{offset}$  выдерживали в течение всего эксперимента равной 2.45В. С повышением температуры  $\Delta t$  уменьшается из-за уменьшения времени жизни ловушек, а около 150К  $\Delta t$  становится меньше 1мкс, позволяя частоте смещающих импульсов, быть выше 1 МГц (при вероятности эффекта афтерпалсинга равной 0.1%).

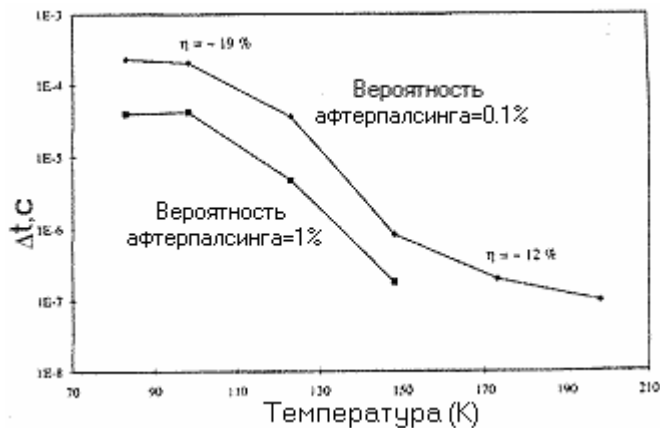


Рис.13. Зависимость  $\Delta t$  от температуры  $T(K)$  для двух вероятностей эффекта афтерпалсинга: 0.1% и 1%. ( $\Delta V=2.45В$ )

Вероятность эффекта афтерпалсинга, которая соответствует ситуации с минимальным  $\Delta t$  между двумя смещающими импульсами, зависит от амплитуды этих импульсов [27]. Происходит это из-за избытка смещения, который контролирует заряд текущий через фотодиод, а заряд, в свою очередь, влияет на популяцию захватывающих центров.

Вероятность эффекта афтерпалсинга может быть понижена путем выбора соответствующей температуры. Кроме того, электронное время смерти, которое «выводит из строя» генератор, подающий смещающие



импульсы, на определенное время после каждой лавины – есть другой способ понижения вероятности эффекта афтерпалсинга. Смысл заключается в том, что захватывающие центры будут освобождены после нескольких пропущенных импульсов, которые не будут смещать лавинный фотодиод выше напряжения пробоя, давая лавинному фотодиоду время для релаксации.

## **2.4. Сравнение Ge и InGaAs/InP лавинных фотодиодов.**

### ***Детектирование единичных фотонов с длинами волн 1300 нм и 1550 нм.***

#### **2.4.1. Работа Ge и InGaAs/InP лавинных фотодиодов в режиме Гейгера.**

В наше время хорошо изучены германиевые (Ge) лавинные фотодиоды, которые отлично работают в качестве детекторов фотонов с длиной волны 1.3мкм (1.3мкм-фотоны или 1300нм-фотоны). Проблема темнового отсчета для таких детекторов, обычно решается с помощью охлаждения жидким азотом. Но при 77К их верхняя критическая длина волны приближается к 1.45мкм. При этой температуре они уже не могут выступать в роли детекторов фотонов с длиной волны 1.55мкм (1.55мкм-фотоны или 1550нм-фотоны). Для этой цели широко используются InGaAs/InP лавинные фотодиоды.

Сравним характеристики InGaAs/InP (Fujitsu FPD5W1KS) лавинного фотодиода с Ge лавинным фотодиодом (NEC NDL5131P1). На рис. 14 показана зависимость вероятности темнового отсчета от квантовой эффективности детектирования 1.3мкм фотонов при температуре 77К в режиме Гейгера. Результаты эксперимента показывают, что InGaAs/InP лавинный фотодиод в ждущем режиме показывает более низкий шум, чем германиевый лавинный фотодиод. Более того, это различие увеличивается с увеличением квантовой эффективности детектирования. Так как кривые не параллельны, то они могут пересечься при низких значениях квантовой эффективности, и может случиться, что Ge лавинный фотодиод будет давать более низкий шум, чем InGaAs/InP. Но это только экспериментальное предположение [27]. На самом же деле, при таких условиях фотон света не может быть просто продетектирован. Более того, так как в случае низких квантовых эффективностей детектирования число срабатываний понижается,

необходимо записывать темновые отсчеты в течение очень долгого времени (~1 час), чтобы достичь наименьшей неопределенности.



Рис.14. Зависимость вероятности темнового отсчета в смещающем импульсе от квантовой эффективности детектирования 1.3мкм фотонов при температуре 77К в режиме Гейгера.

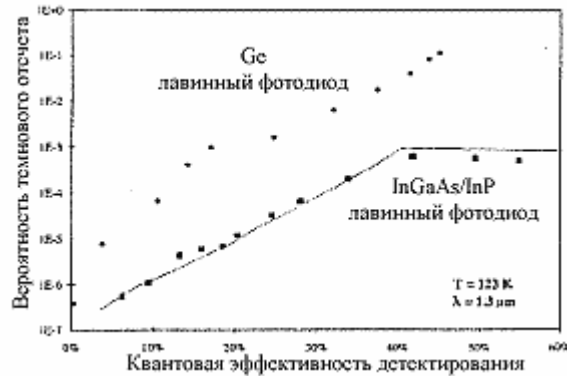


Рис.15 Зависимость вероятности темнового отсчета в смещающем импульсе от квантовой эффективности детектирования 1.3мкм фотонов при температуре 123К в режиме Гейгера.

Для сравнения работы двух лавинных фотодиодов, также приведем результаты эксперимента, когда оба фотодиода были включены в схему с пассивным подавлением лавины (47кОм). В этом случае система работала так, что регистрировались только лавины, возникшие при совпадении импульса с лазера и синхронизирующего сигнала от генератора, который управляет посылкой фотонов на лавинный фотодиод. Работа диодов в этом режиме не понизила уровень шума по сравнению с работой в режиме Гейгера. Более того, Ge и InGaAs/InP фотодиоды «поменялись» местами.

При высокой температуре (примерно 123К) более выгодно использовать InGaAs/InP лавинный фотодиод, чем германиевый (см. рис 15). При высоких коэффициентах эффективности детектирования вероятность

темнового отсчета InGaAs/InP фотодиода почти стабилизируется и даже, как видно, слегка понижается.

Из результатов проведенных экспериментов, можно сделать вывод, что InGaAs/InP лавинные фотодиоды предполагают возможность улучшения соотношения сигнал/шум при детектировании единичного фотона. Однако их свойства ухудшены эффектом афтерпалсинга, который особенно важен при низких температурах.

### 2.4.2. Детектирование 1300 нм - фотонов.

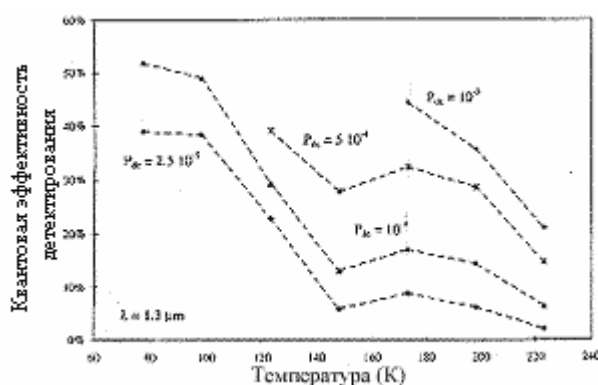


Рис.16. Зависимость квантовой эффективности детектирования InGaAs/InP лавинного фотодиода от температуры  $T(K)$  для нескольких значений вероятности темного отсчета при детектировании 1.3 мкм фотонов в режиме Гейгера.

На рис.16 показана зависимость квантовой эффективности детектирования InGaAs/InP лавинного фотодиода от температуры  $T(K)$  для нескольких значений вероятности темного отсчета при детектировании 1.3 мкм фотонов в режиме Гейгера. На рис.16 видно, что при повышении температуры квантовая эффективность понижается при постоянном уровне шума. Но на самом деле, темновой отсчет тоже зависит от температуры  $T(K)$ , а также от амплитуды смещающих импульсов, подаваемых на лавинный фотодиод. При повышении температуры, напряжение пробоя ( $U_{br}$ ) у лавинного фотодиода изменяется, следовательно, напряжение смещения ( $U_{offset}$ ) необходимо подбирать так, чтобы уровень шума становился меньше, но таким образом мы понижаем квантовую эффективность детектирования. Однако эта тенденция не монотонна. Минимальное значение квантовой эффективности достигается при температурах близких к 150К, после чего квантовая эффективность возрастает на некотором участке температур. Но этот участок не отвечает требованиям однофотонных детекторов, из-за очень маленькой вероятности квантовой эффективности детектирования.

При разработке детектора единичных фотонов на основе лавинного фотодиода необходимо обращать внимание на температурную характеристику взятого фотодиода. С одной стороны, если необходимо

создать детектор с наименьшей вероятностью темнового отсчета, то в качестве необходимого условия функционирования такого детектора служит низкая температура, но в этом случае максимальная частота работы системы ограничена эффектом афтерпалсинга. С другой стороны, если устройство требует быстроты срабатывания, условием служит высокая температура. В дополнение обсуждается практический дизайн охлаждающей системы.

Оценкой однофотонного детектора может выступать понятие энергии шумового эквивалента (NEP):

$$NEP = \frac{h\nu}{\eta} (2R)^{1/2},$$

где  $h$ - постоянная Планка,  $\nu$ - частота проходящих фотонов,  $\eta$ - эффективность детектирования,  $R$ - вероятность темнового отсчета.

### 2.4.3. Детектирование 1550 нм - фотонов.

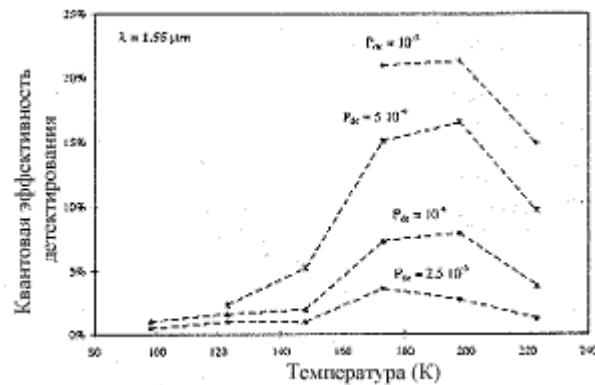


Рис. 17. Зависимость квантовой эффективности детектирования InGaAs/InP лавинного фотодиода от температуры  $T(K)$  для нескольких значений вероятности темного отсчета при детектировании 1.55 мкм фотонов в режиме Гейгера.

На рис.17 показана зависимость квантовой эффективности детектирования InGaAs/InP лавинного фотодиода от температуры  $T(K)$  для нескольких значений вероятности темного отсчета при детектировании 1.55 мкм - фотонов в режиме Гейгера. На рисунке отчетливо видно, что кривые достигают максимума примерно при 180 K. Чтобы объяснить такую тенденцию возрастания вероятности квантовой эффективности детектирования необходимо рассмотреть два эффекта. Во-первых, при повышении температуры сдвиг критической частоты побуждает повышаться квантовую эффективность, которая несет ответственность за возрастающую границу кривых. Во-вторых, частота темного отсчета возрастает, понижая напряжение смещения, и таким образом эффективность детектирования нуждается в соответствующей вероятности темного отсчета.

При температурах, где критическая длина волны находится выше 1.55 мкм, квантовая эффективность детектирования при данном импульсе приближается к половине значения при 1.3 мкм. В этом случае выбор рабочей температуры прост, потому что детектор не может быть использован ниже 160 K и оптимальное значение соответствует 180 K.

### **3. Повышение скорости передачи данных по квантовому каналу. Теоретический анализ преимущества такого решения.**

За всю свою многовековую историю человечество стремилось к высоко скоростным процессам, будь то передача данных или поездка на автомобиле. При разработке квантово-криптографических систем стремятся использовать более высокую скорость обмена секретным кодом.

Как уже отмечалось в предыдущих параграфах, на скорость передачи данных по квантовому каналу, когда детектирование происходит в режиме Гейгера, в основном влияют три фактора: температура чувствительного элемента детектора (в нашем случае чувствительный элемент – лавинный фотодиод), амплитуда смещающих импульсов и расстояние между двумя смещающими импульсами (рабочая частота). Рабочая температура, амплитуда и расстояние между смещающими импульсами выбираются такими, чтобы вероятность ошибки детектирования (число ложных срабатываний лавинного фотодиода) была минимальной. При уменьшении расстояния между смещающими импульсами, увеличивается рабочая частота квантово-криптографической системы, и тогда повышается процент ошибки за счет эффекта афтерпалсинга. Причина этого эффекта была объяснена раньше.

Чтобы решить проблему афтерпалсинга при передаче данных по квантовому каналу в системах квантовой криптографии на высоких частотах, я разработал и создал схему подавления определенного числа смещающих импульсов после прихода истинной лавины для предоставления лавинному фотодиоду времени на релаксацию. Истинной лавиной назовем лавину, которая была образована пришедшим от источника (Алисы) фотоном.

Проведем теоретический анализ преимущества такого принципа увеличения скорости передачи данных по квантовому каналу. На первый взгляд может показаться, что такой подход к проблеме повышения скорости ничего не даст, но это не так. Вся суть метода заключается в том, что



источник фотонов посылает единичные фотоны не в каждом импульсе, синхронизированном со смещающими импульсами. Действительно, ведь, как было замечено ранее, Алиса посылает в среднем 0.1 фотона в импульсе, а это означает, что по квантовому каналу в идеальном случае к Бобу будет послан только 1 фотон в одном из 10 импульсов, причем совершенно нельзя сказать в каком из десяти импульсов он будет находиться. Повысив частоту передачи данных, мы увеличим вероятность ошибки детектирования единичного фотона за счет эффекта афтерпалсинга, так как лавинному фотодиоду необходимо некоторое время для релаксации. Но если предоставить ему это время, то мы получим более скоростную квантово-криптографическую систему с почти такой же вероятностью эффекта афтерпалсинга, как если бы система работала на более низкой частоте. Таким образом, мы предположили, что если подавлять некоторое количество смещающих импульсов после детектирования истинной лавины, давая лавинному фотодиоду необходимое время для релаксации, можно работать и на более высокой частоте.

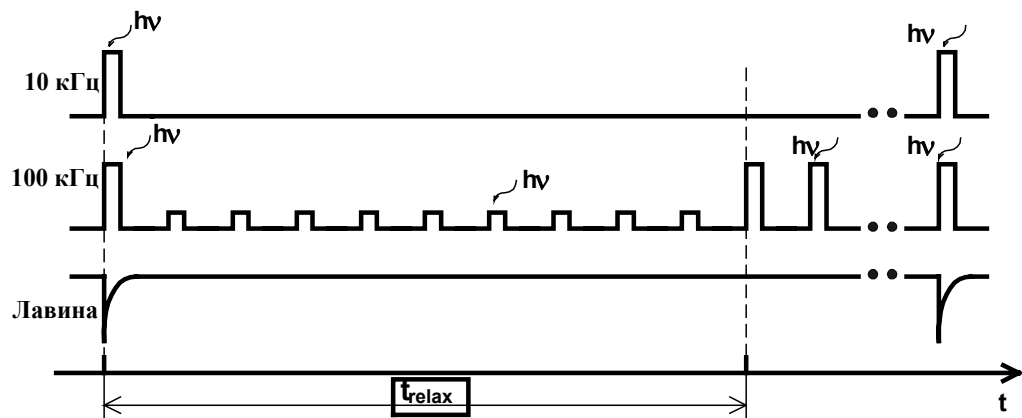


Рис.18. Подавление смещающих импульсов после детектирования лавины.

Оценим работу такого метода на примере теоретического расчета работы двух квантово-криптографических систем с разными рабочими частотами: 10кГц и 100кГц. Допустим, мы имеем квантово-криптографическую систему без схемы подавления смещающих импульсов, которая работает в режиме Гейгера на частоте 10кГц. За одну секунду

система может послать 10000 импульсов по квантовому каналу. Пусть вероятность нахождения 1 фотона в импульсе равна 0.001. Отсюда следует, что эта система за одну секунду может передать примерно 10 бит информации.

Допустим, есть идентичная система, такая как первая, но работающая в режиме Гейгера на частоте 100кГц и использующая систему подавления смещающих импульсов. За одну секунду она может передать 100000 фотонов. Пусть вероятность нахождения 1 фотона в импульсе тоже равна 0.001, тогда за 1 секунду система может передать примерно 100 бит информации.

Предположим, что время передачи - 1 секунда, т.е. вторая система посылает последовательность из 100 фотонов, а время релаксации лавинного фотодиода примерно равно 85 мкс. Тогда схема подавления второй квантово-криптографической системы должна подавить не менее 9 импульсов после прихода истинной лавины для того, чтобы лавинный фотодиод полностью прорелаксировал.

Так как мы посылаем не один фотон, а последовательность, состоящую из единичных фотонов, то мы не можем сказать в каких импульсах будут находиться эти фотоны. Вероятность того, что два фотона будут находиться на расстоянии меньше, чем 9 импульсов, очень мала. Отсюда видно, что даже если какая-то пара фотонов и будет находиться на расстоянии меньшем, чем 9 импульсов, мы продетектируем другие 99, что почти в 10 раз больше, чем может продетектировать первая система, при том условии, что вероятность ошибки детектирования обеих систем почти одинакова (из условия идентичности систем).

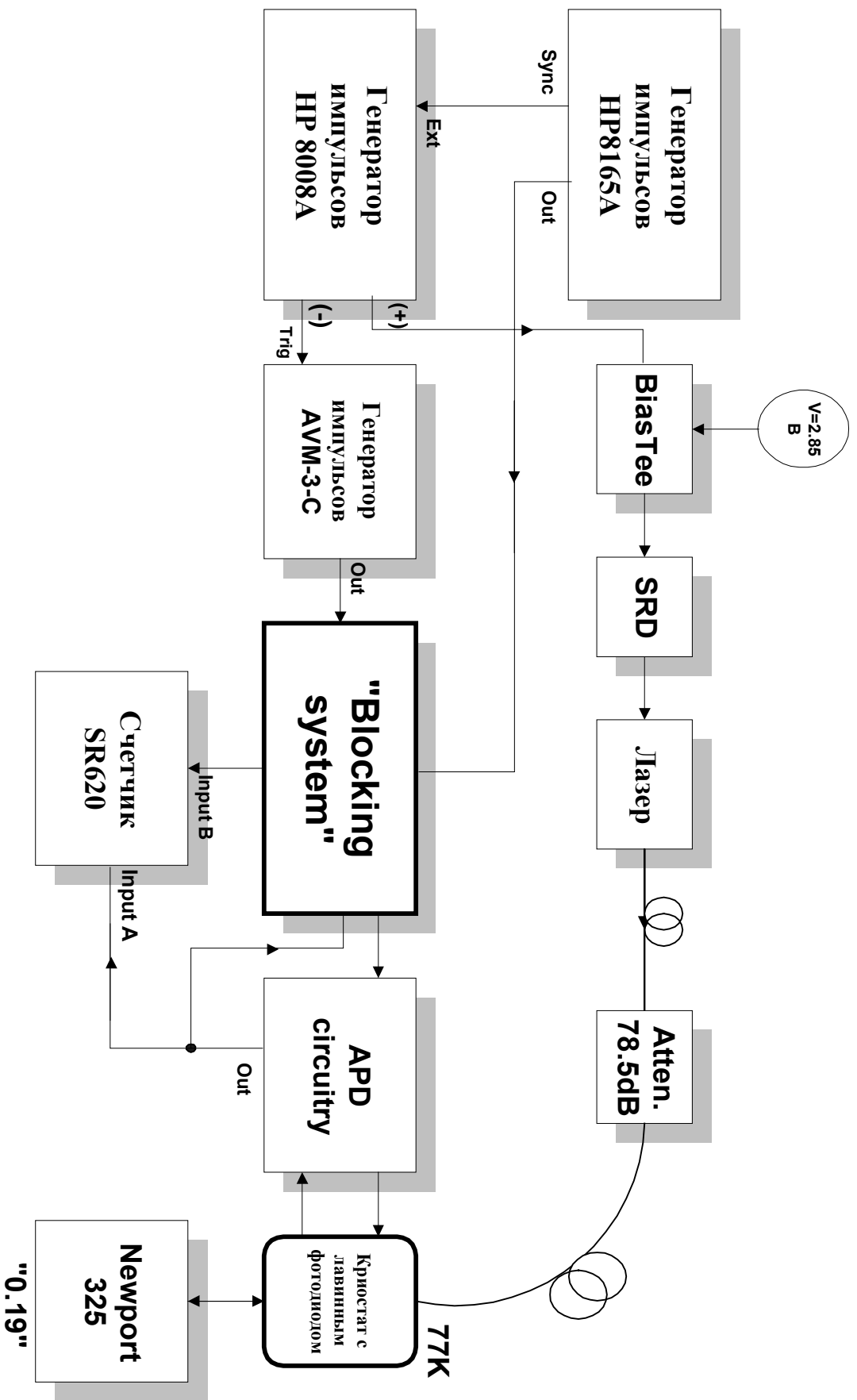


Рис.19. Структурная схема экспериментальной установки.

#### 4. Экспериментальная установка.

##### 4.1. Структурная схема экспериментальной установки.

Структурная схема экспериментальной установки представлена на рисунках 19 и 22. При проведении эксперимента генератор импульсов HP8165А являлся задающим генератором и подавал синхронизирующий сигнал на генератор HP8008А и последовательность прямоугольных импульсов со скважностью равной двум на блок подавления импульсов (“Blocking system”). Генератор импульсов HP8008А, в свою очередь, синхронизировал генератор АVM-3-С и подавал последовательность положительных коротких 2нс импульсов с амплитудой около 3В на инвертирующий блок смещения напряжения BiasTee. На BiasTee подавалось постоянное напряжение  $V_1=+2.858\text{В}$ , которое смещало основание импульсов, поступающих с генератора HP8008А, на значение  $V_1$ . Далее последовательность отрицательных импульсов подавалась на систему SRD (Step recovery diode), где формировалась последовательность коротких 500пс отрицательных импульсов, необходимых для управления работой полупроводникового лазера (Laser), который излучал последовательность коротких импульсов света. Схема BiasTee и SRD представлена на рис.20.

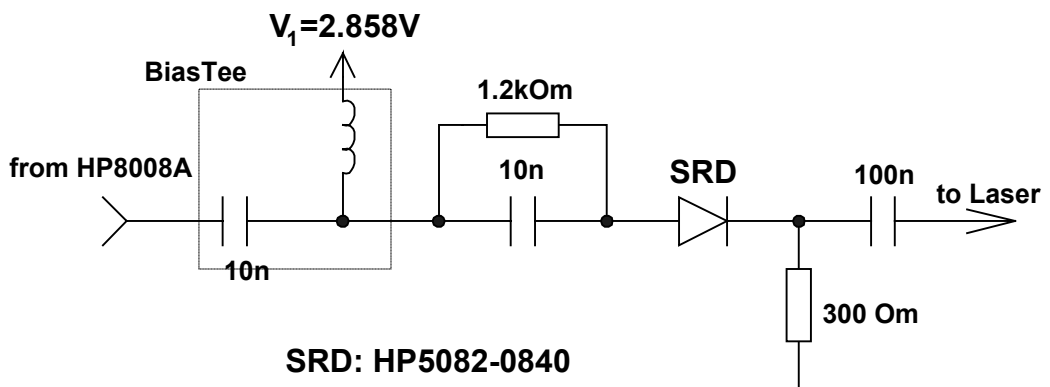


Рис.20. Принципиальная схема BiasTee и блока SRD (Step recovery diode).

Сгенерированная лазером последовательность импульсов света по оптическому волокну попадала в оптический аттенюатор, который понижал эту последовательность импульсов до однофотонного уровня (в среднем 0.1 фотона в импульсе). И далее получившиеся единичные фотоны поступали по оптическому волокну на чувствительную площадку лавинного фотодиода.

Генератор импульсов AVM-3-C, синхронизированный с генератором HP8008A, подавал через “Blocking system” (электронный ключ, делитель (1:10) и не инвертирующий BiasTee (см.рис.22)) последовательность смещающих коротких 2нс импульсов прямоугольной формы на обратно смещенный лавинный фотодиод. В блоке “Blocking system” происходило гашение электронным ключом поступающих от генератора AVM-3-C смещающих импульсов при наличии управляющего сигнала от компаратора, регистрирующего приход лавины. На выходе “Blocking system” мы имели почти не измененную последовательность 2нс положительных смещающих импульсов, но со смещенным на  $V_R$  помощью не инвертирующего BiasTee основанием  $U_{\text{offset}}$ . Схема делителя (1:10), BiasTee и схема включения лавинного фотодиода показаны на рис.21.

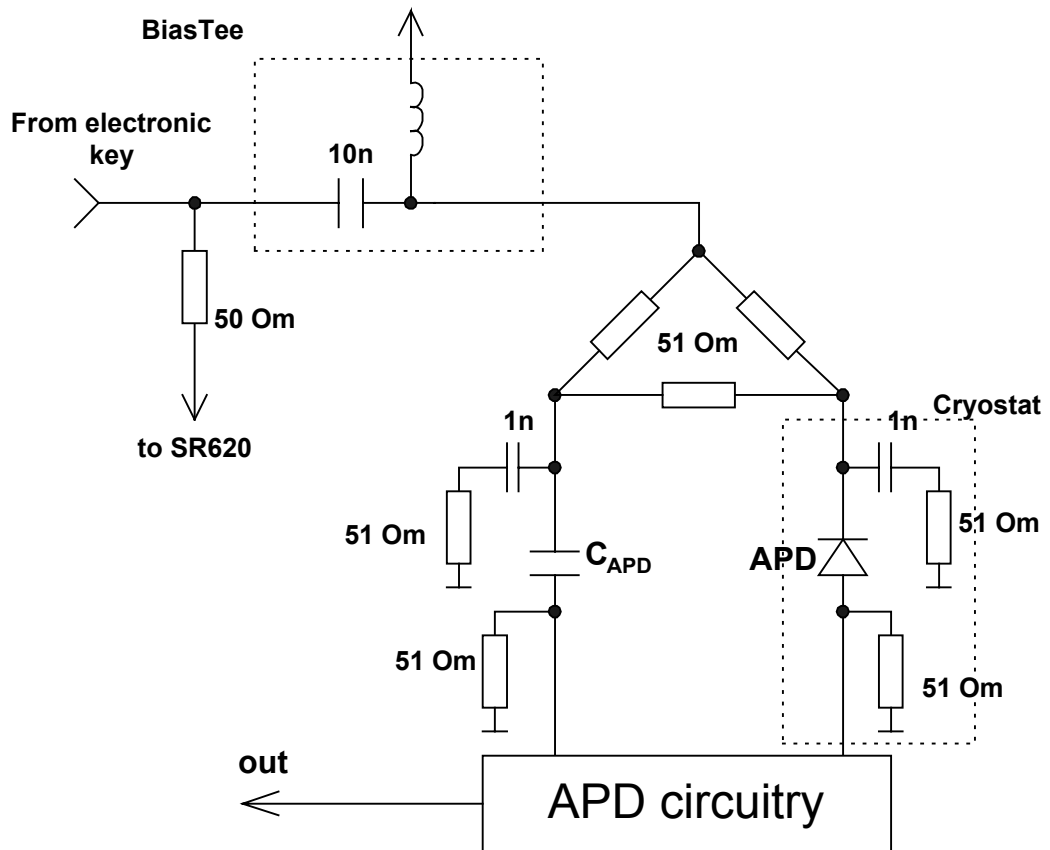


Рис.21. Схема делителя (1:10), BiasTee и схема включения лавинного фотодиода.

В блоке “APD circuitry” происходила обработка сигналов, поступающих от обратно смещенного лавинного фотодиода, на который подавалась последовательность смещающих импульсов от “Blocking system”. Лавинный фотодиод находился в криостате, заполненном жидким азотом, в результате чего температура лавинного фотодиода поддерживалась на уровне 77К. Блок “Newport 325” использовался для контроля над температурой лавинного фотодиода.

Для точности эксперимента задержка последовательности смещающих импульсов подбиралась так, чтобы единичные фотоны попадали в середину этих импульсов. В таком случае происходила генерация лавины, и блок “APD circuitry” подавал сигнал блоку “Blocking system” и счетчику SR620, что произошел лавинный пробой лавинного фотодиода. Счетчик в свою очередь, используя второй сигнал от “Blocking system”, сверял время прихода лавины и соответствующего ей смещающего импульса. Если эти

времена совпадали, то счетчик регистрировал лавину. Делалось это, чтобы исключить процент ошибки, связанный с темновым отсчетом лавинного фотодиода.

#### 4.2. Устройство и принципиальная схема блока "Blocking system".

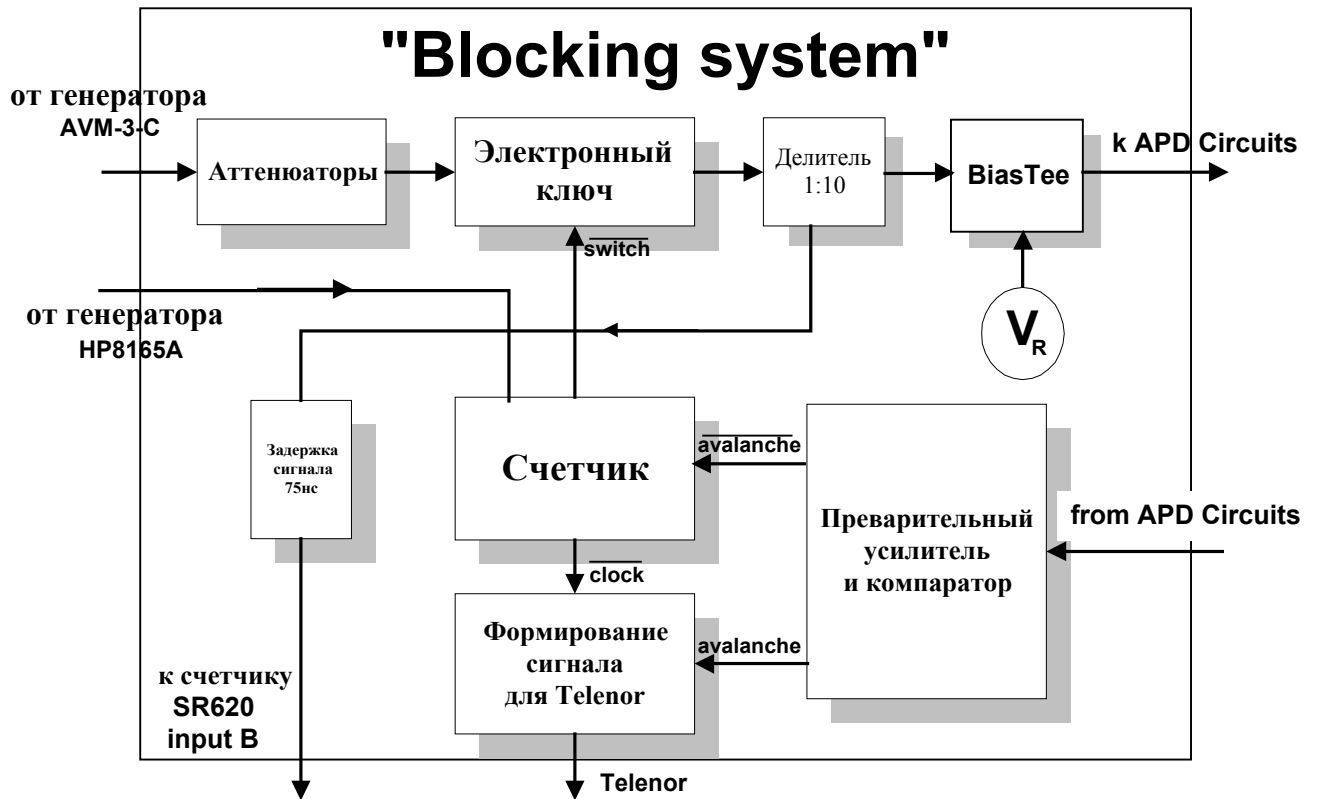


Рис.23. Структурная схема блока подавления смещающих импульсов "Blocking system".

Как уже отмечалось выше, цель этой работы заключалась в исследовании работы различных лавинных фотодиодов в качестве детекторов единичных фотонов при использовании системы подавления смещающих импульсов после детектирования лавины для повышения скорости передачи данных. Схема блока, реализующего такой принцип повышения скорости передачи, представлена на рис.19. Она была разработана нашими норвежскими партнерами, за исключением блока подавления смещающих импульсов, вместо которого находились делитель (1:10) и не инвертирующий BiasTee. Отчет обо всех экспериментах, проведенных с этой схемой, можно найти в дипломной работе Турбьерна Нешейма (Torbjørn Nesheim) [3].

Для решения нашей задачи, нам пришлось переработать некоторые блоки схемы и внести необходимые дополнения. На рис.22 показан конечный



результат нашей работы, а именно - структурная схема блока подавления смещающих импульсов, который был спроектирован, собран и использован в экспериментах по детектированию единичных фотонов на высоких частотах.

Работа схемы происходила следующим образом. Последовательность положительных коротких прямоугольных  $2\text{нс}$  импульсов от генератора АVM-3-С поступает на электронный ключ, который в зависимости от сигнала **switch** гасил или пропускал смещающие импульсы. После ключа смещающие импульсы проходили делитель (1:10), который использовался для наблюдения за смещающими импульсами или для контроля над регистрацией лавины, а затем - не инвертирующий BiasTee, смещающий основание импульсов на величину  $V_R$ . Пройдя все эти компоненты, смещающие импульсы подаются на обратно-смещенный лавинный фотодиод.

При лавинном пробое фотодиода блок “APD circuitry” подает сигнал на компаратор, говорящий, что зафиксирована лавина. Этот сигнал, усиленный предварительным усилителем, сравнивается компаратором с некоторым уровнем напряжения, для того, чтобы исключить детектирование шума блока “APD circuitry”. На выходе компаратора формируются два сигнала **avalanche** и **avalanche**. Первый из этих сигналов используется для формирования сигнала для компании Telenor, которая занимается созданием программного обеспечения для этого проекта. Второй сигнал запрещает пропускание электронным ключом смещающих импульсов и запускает двоично-десятичный счетчик, который отсчитывает необходимое для гашения количество импульсов. По завершении счета счетчик подает сигнал на электронный ключ, разрешающий пропускание смещающих импульсов.

Частота, на которой может работать эта схема, ограничена сверху суммарным временем задержки используемых электронных компонентов, так как после детектирования лавины, мы должны погасить уже следующий смещающий импульс, который следует за тем, что вызвал лавинный пробой

фотодиода. Поэтому схема проектировалась для работы на частотах не более 25МГц.

Принципиальная схема блока приведена в приложении 1.

## 5. Результаты эксперимента.

При детектировании единичных фотонов методом Гейгера с помощью обратно-смещенных лавинных фотодиодов необходимо принимать во внимание режим работы выбранного лавинного фотодиода, где огромную роль играют значение величины  $\Delta U = U_p - U_{br}$  и частота смещающих импульсов  $F = 1/\Delta t$ . Назовем величину  $\Delta U$  относительным смещением лавинного фотодиода.

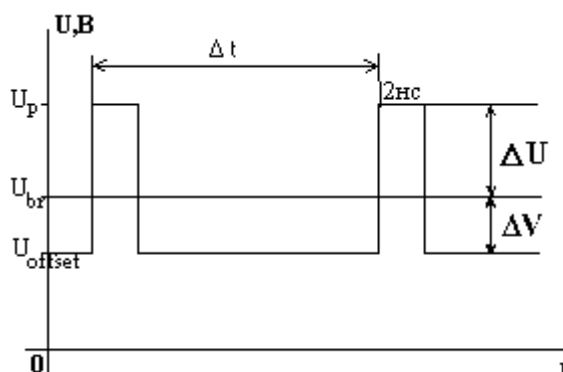


Рис 24. Смещающие импульсы.

В данной работе мы провели исследования амплитудных и частотных характеристик однофотонных детекторов на основе двух лавинных фотодиодов (InGaAs/InP и Ge), а также их работу при постоянной амплитуде  $U_p - U_{offset}$  на частоте 12 МГц с блоком подавления смещающих импульсов.

Вообще, для эксперимента было взято 5 лавинных фотодиодов, но на этапе предварительного тестирования они показали плохие результаты, и в результате осталось только два: германиевый и InGaAs/InP лавинные фотодиоды. Первый, InGaAs/InP лавинный фотодиод, был изготовлен фирмой “Fujitsu” и имел маркировку FPD5W1KS. Техническое описание лавинного фотодиода приведено в приложении 2. Вторым, германиевый лавинный фотодиод, был изготовлен в России на заводе полупроводниковых приборов в г.Черновцы по разработке НПО «Орион» (Москва) и имел маркировку ФД312Л (серийный номер 1ВУЛ1752). Его техническое описание также приведено в приложении 2.

Во время всего эксперимента рабочая температура лавинных фотодиодов поддерживалась на уровне 77К.

### 5.1. Детектирование единичных фотонов на частоте 20кГц в зависимости от амплитуды смещающих импульсов.

Как уже отмечалось выше, не маловажную роль при детектировании единичных фотонов с помощью обратно-смещенных лавинных фотодиодов играет относительное смещение лавинных фотодиодов  $\Delta U$ . Изменять значение величины  $\Delta U$  можно двумя способами: путем изменения значения напряжения  $U_{\text{offset}}$  или с помощью изменения амплитуды смещающих импульсов  $U_p - U_{\text{offset}}$  при постоянном значении напряжения  $U_{\text{offset}}$ .

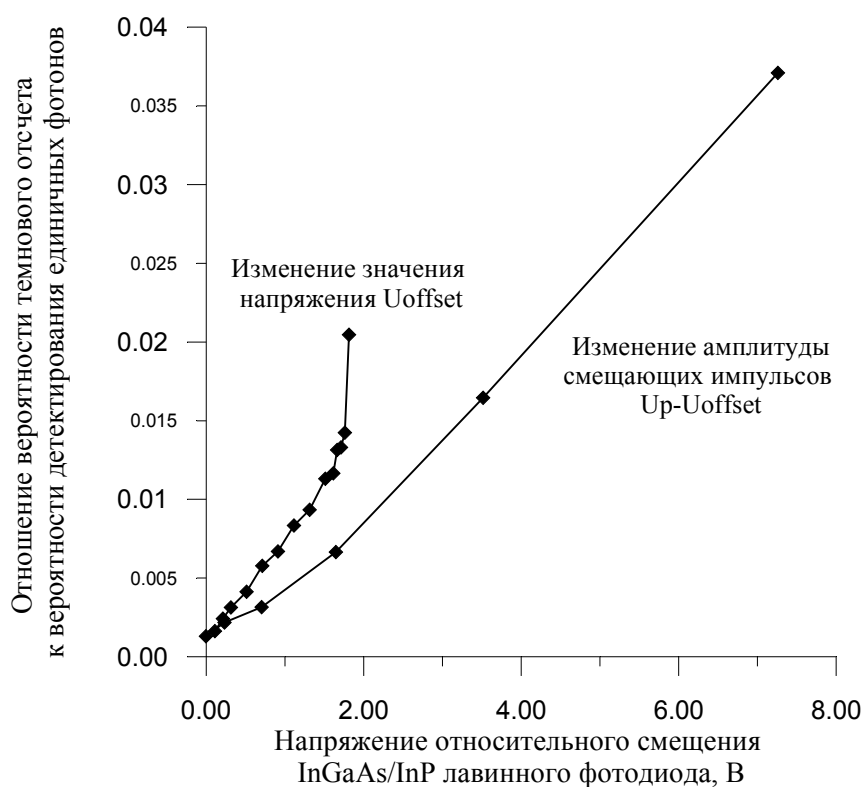


Рис.25. Зависимость отношения вероятности темного отсчета к вероятности детектирования единичных фотонов от значения величины  $\Delta U$  (частота 20кГц).

На рис.25 представлена зависимость отношения вероятности темного отсчета к вероятности детектирования единичных фотонов InGaAs/InP лавинного фотодиода на частоте 20кГц от значения величины относительного смещения  $\Delta U$ . Изменения значения величины  $\Delta U$  проводились обоими способами. Такая низкая частота выбрана для того, чтобы не учитывать эффект афтерпалсинга.

Как видно из рис.25, использование способа изменения амплитуды смещающих импульсов  $U_p - U_{\text{offset}}$  ведет к меньшей ошибке, чем метод изменения напряжения  $U_{\text{offset}}$ . Поэтому при дальнейшем проведении эксперимента мы использовали метод изменения амплитуды смещающих импульсов  $U_p - U_{\text{offset}}$  путем ее понижения с помощью аттенюаторов величиной 1dB и 3dB при постоянном значении напряжения  $U_{\text{offset}}$ .

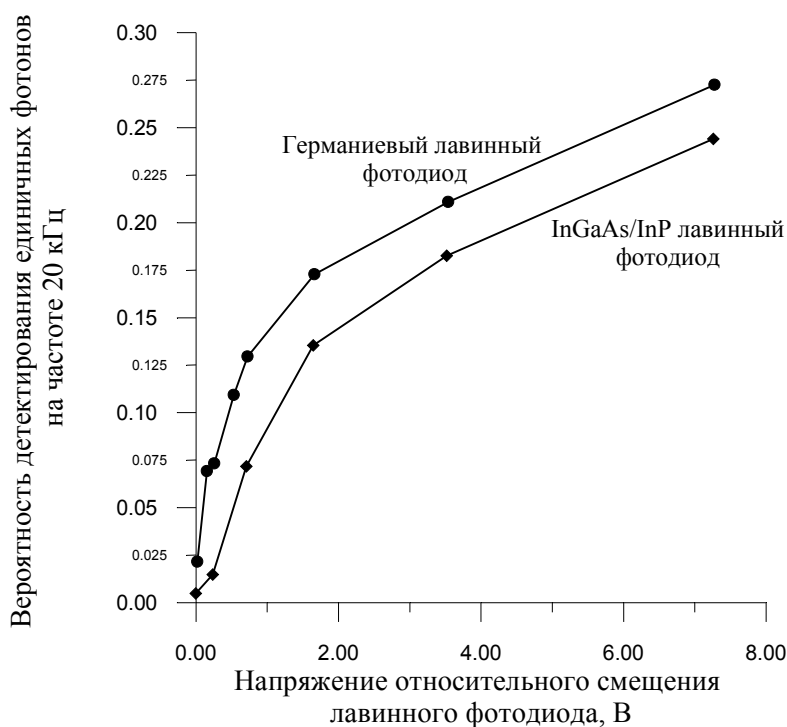


Рис.26. Зависимость вероятности детектирования единичных фотонов от значения величины  $\Delta U$  на частоте 20кГц.

На рис.26 представлена зависимость вероятности детектирования единичных фотонов от значения величины  $\Delta U$ . Хорошо видно, что кривые идут почти параллельно друг другу, и германиевый лавинный фотодиод показывает лучший результат, чем InGaAs/InP лавинный фотодиод при одних и тех же значениях величины  $\Delta U$ .

Но мы не можем так прямо сказать, что германиевый лавинный фотодиод имеет лучшие амплитудные характеристики, пока не известна вероятность детектирования темнового отсчета от значения величины  $\Delta U$ . Эта зависимость представлена на рис.27. И тут отчетливо видно, на сколько

отличается вероятность темнового отсчета германиевого лавинного фотодиода от InGaAs/InP фотодиода.

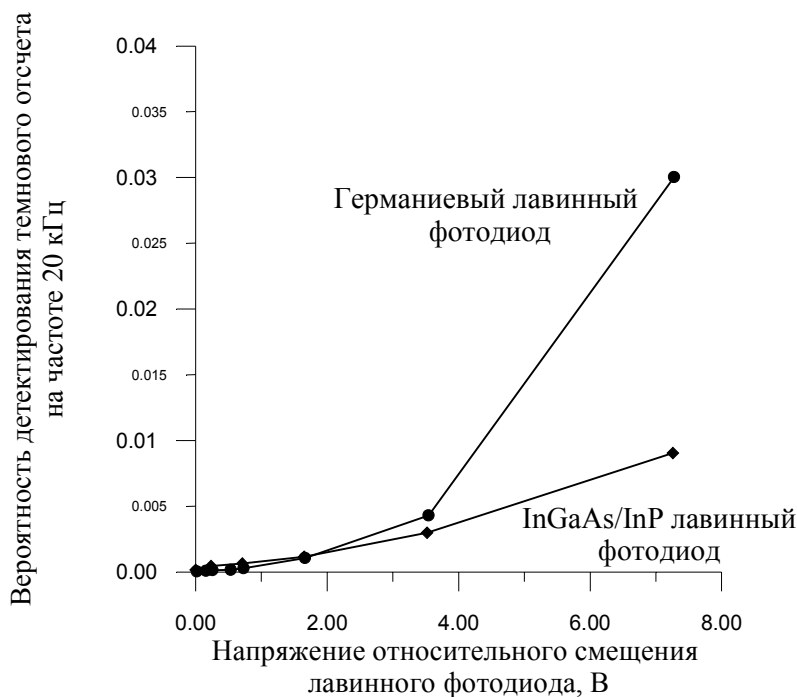


Рис.27. Зависимость вероятности темнового отсчета от значения величины  $\Delta U$  на частоте 20кГц.

В качестве окончательной оценки работы лавинных фотодиодов в режиме Гейгера при различных значениях величины относительного смещения  $\Delta U$  мы рассмотрим отношение вероятности темнового отсчета к вероятности детектирования единичных фотонов при различных значениях величины  $\Delta U$  на частоте 20кГц.

Эта зависимость показана на рис.28. И теперь можно сделать вывод, что первое впечатление всегда обманчиво. Германиевый лавинный фотодиод имеет худшие амплитудные характеристики, чем InAsGa, это прекрасно видно на графике. С увеличением значения величины  $\Delta U$  увеличивается и процент ошибки детектирования, но из графика на рис.28 можно почерпнуть, что при значениях величины относительного смещения лавинного фотодиода  $\Delta U$  не выше 2В мы имеем почти одинаковый процент ошибки для обоих лавинных фотодиодов. Поэтому, нам необходимо исследовать частотные характеристики фотодиодов для выбора подходящего

фотодиода, который даст нам наименьший процент ошибки при работе в режиме Гейгера на высокой частоте.

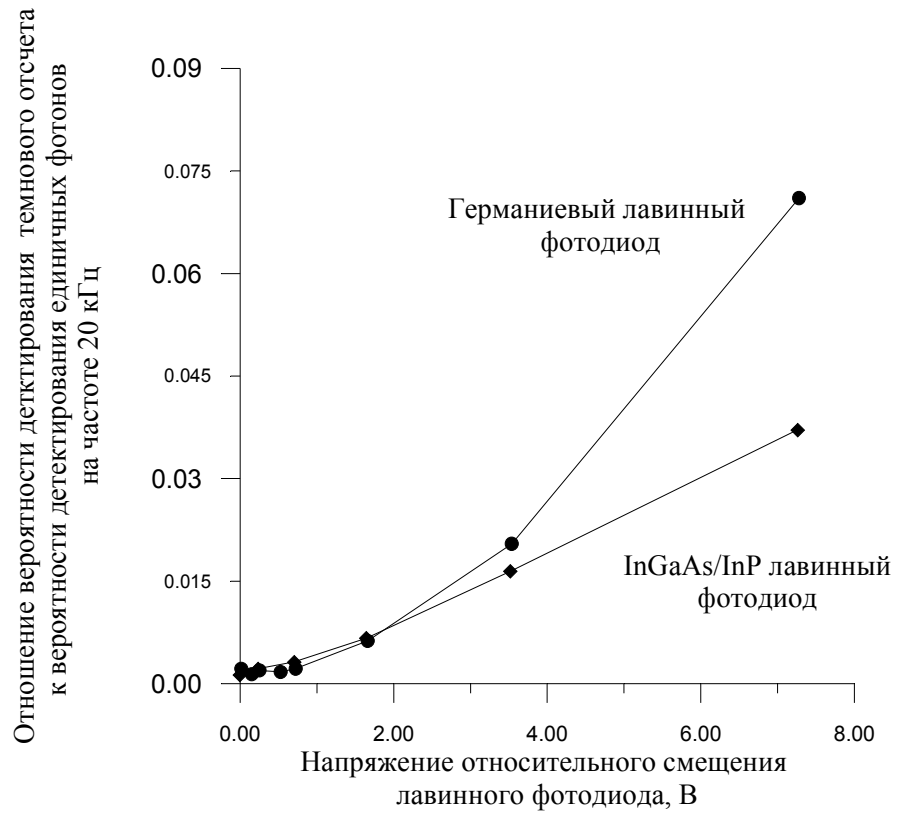


Рис.28. Зависимость отношения вероятности темнового отсчета к вероятности детектирования единичных фотонов от значения величины  $\Delta U$  (частота 20кГц).



## 5.2. Детектирование единичных фотонов в зависимости от частоты смещающих импульсов $F$ .

Следующий этап эксперимента состоял в исследовании частотной зависимости вероятности детектирования единичных фотонов и вероятности ошибки обоих лавинных фотодиодов.

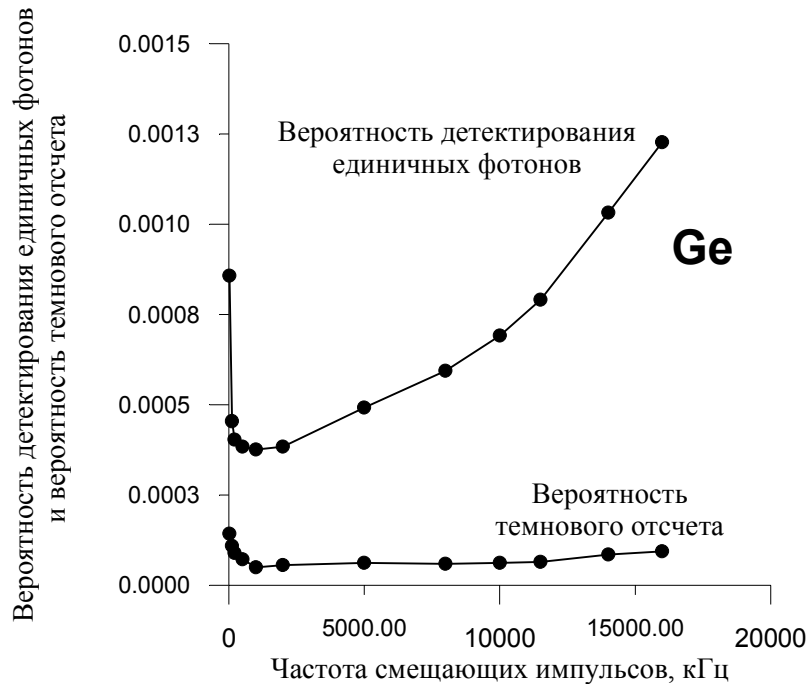


Рис.29. Зависимость вероятности детектирования единичных фотонов и вероятности темного отсчета от частоты для германиевого лавинного фотодиода при постоянном значении величины  $\Delta U$ .

На рис.29 представлена зависимость вероятности детектирования единичных фотонов и вероятность темного отсчета для германиевого лавинного фотодиода от частоты смещающих импульсов  $F$ . При проведении этого этапа эксперимента мы выбрали значение величины относительного смещения лавинного фотодиода  $\Delta U$  равной 1.5В, что соответствует ошибке детектирования, связанной с амплитудой смещающих импульсов  $U_p - U_{\text{offset}}$ , равной примерно 0.7-0.8%. Из графика на рис.29 видно, что у германиевого фотодиода вероятность детектирования темного отсчета довольно низкая по сравнению с вероятностью детектирования единичных фотонов.

Для InGaAs/InP лавинного фотодиода такая же зависимость представлена на рис.30, из которого видно, что InGaAs/InP лавинный

фотодиод имеет не такую хорошую частотную характеристику, как германиевый фотодиод.

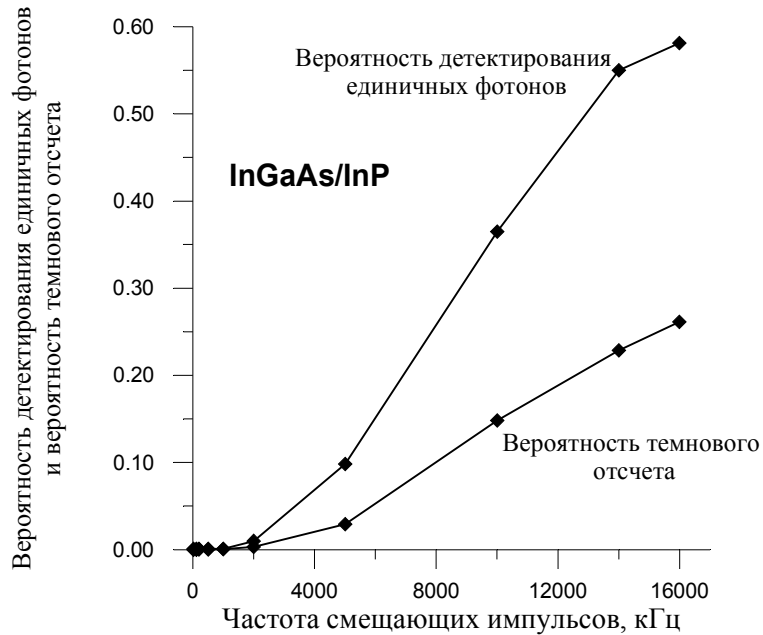


Рис.30. Зависимость вероятности детектирования единичных фотонов и вероятности темнового отсчета от частоты для InGaAs/InP лавинного фотодиода при постоянном значении величины  $\Delta U$ .

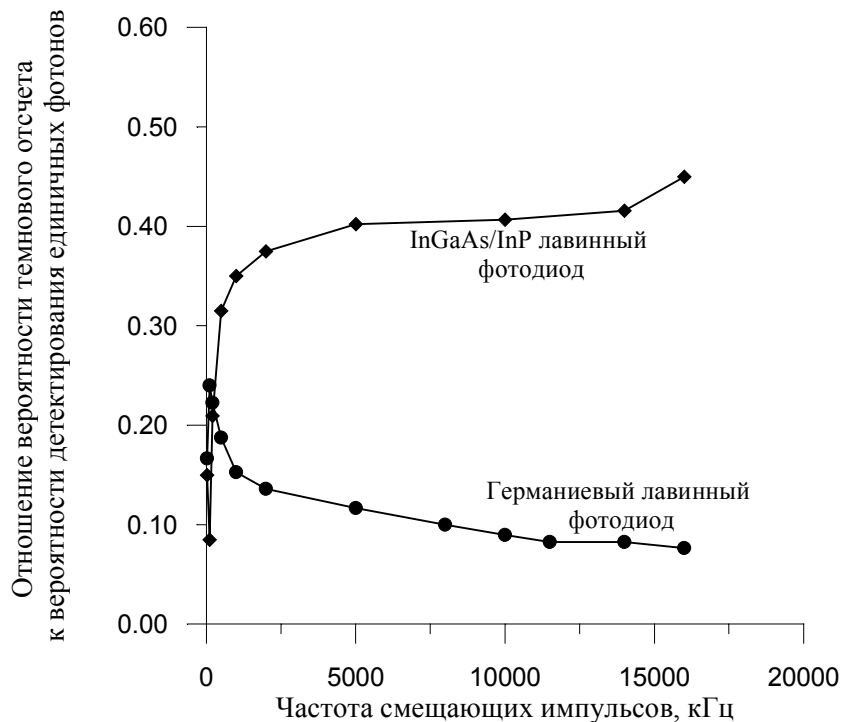


Рис.31. Зависимость отношения вероятности темнового отсчета к вероятности детектирования единичных фотонов от частоты для обоих лавинных фотодиодов при постоянном значении величины  $\Delta U$ .

В качестве окончательной оценки работы лавинных фотодиодов в режиме Гейгера в зависимости от частоты смещающих импульсов опять приведем отношение вероятности темного отсчета к вероятности детектирования единичных фотонов. Эта зависимость показана на рис.31. Из этих графиков видно, что германиевый лавинный фотодиод более подходит для работы в системах квантовой криптографии, чем InGaAs/InP лавинный фотодиод.

### 5.3. Детектирование единичных фотонов на частоте 12МГц в зависимости от числа подавляемых импульсов $N$ .

Последний этап исследования работы лавинных фотодиодов в режиме Гейгера в качестве однофотонных детекторов состоял в исследовании работы детектора с блоком подавления смещающих импульсов на частоте 12МГц. Все сигналы поступающие на компоненты экспериментальной схемы, были идентичны сигналам предыдущего этапа эксперимента.

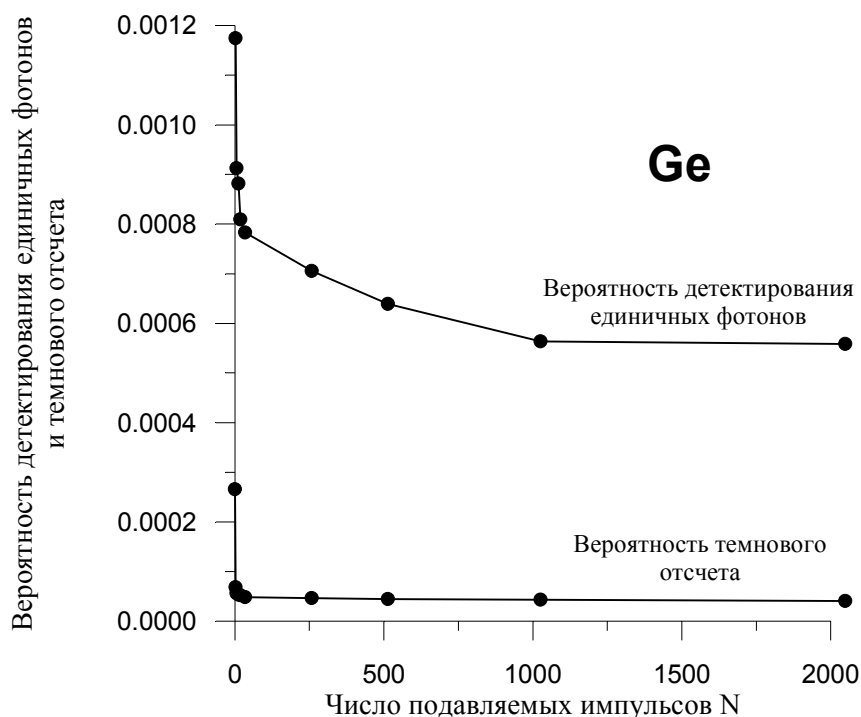


Рис.32. Зависимость вероятности детектирования единичных фотонов и вероятности детектирования темного отсчета от числа подавляемых импульсов для германиевого лавинного фотодиода на частоте 12МГц

На рис.32 представлена зависимость вероятности детектирования единичных фотонов и вероятности детектирования темного отсчета от числа подавляемых импульсов для германиевого лавинного фотодиода на частоте 12МГц. Здесь наблюдается интересная тенденция постоянства процента ошибки и медленного уменьшения до постоянной величины вероятности детектирования единичных фотонов. Такой эффект объясняется тем, что фотодиод с увеличением подавляемых импульсов постепенно приближается к моменту, когда ему будет предоставлено необходимое время

для полной релаксации. После чего мы можем пренебречь эффектом афтерпалсинга.

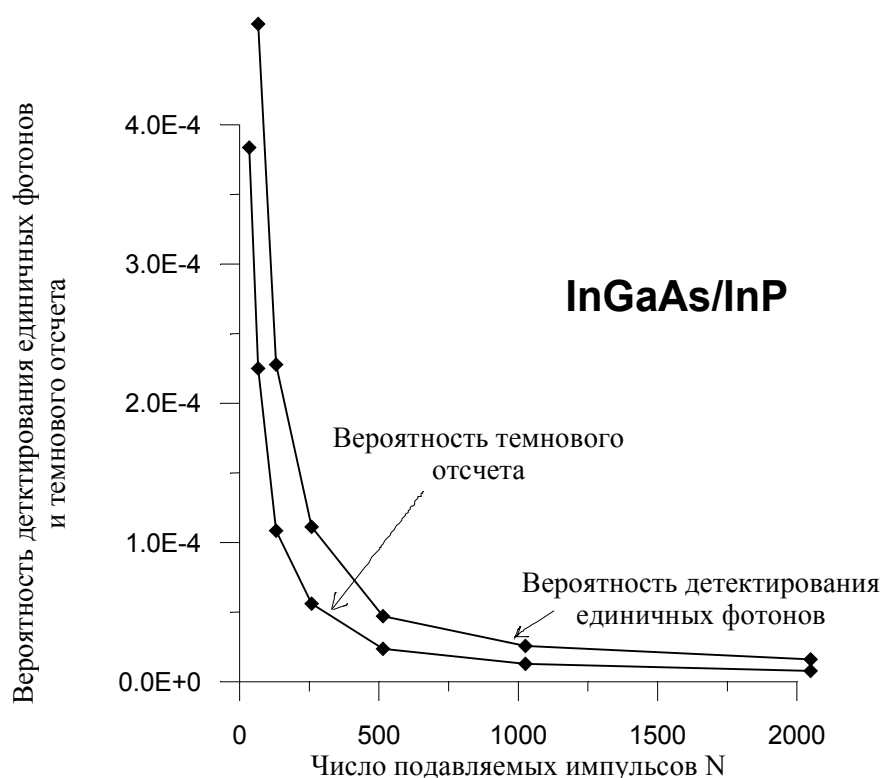


Рис.33. Зависимость вероятности детектирования единичных фотонов и вероятности детектирования темнового отсчета от числа подавляемых импульсов для InGaAs/InP лавинного фотодиода на частоте 12 МГц

На рис.33 представлена зависимость вероятности детектирования единичных фотонов и вероятности детектирования темнового отсчета от числа подавляемых импульсов для InGaAs/InP лавинного фотодиода на частоте 12 МГц. Очевидно, что InGaAs/InP лавинный фотодиод не подходит для использования в качестве однофотонных детекторов на высоких частотах из-за того, что он детектирует с большой степенью ошибки равной почти 50%. Использование таких устройств не желательно в системах квантовой криптографии, работающих на высоких частотах.

В результате проведенного эксперимента, мы можем сказать, что из двух протестированных лавинных фотодиодов, только германиевый лавинный фотодиод подходит для использования в качестве однофотонного

детектора. Дальнейшее рассмотрение будет вестись только по отношению к германиевому фотодиоду.

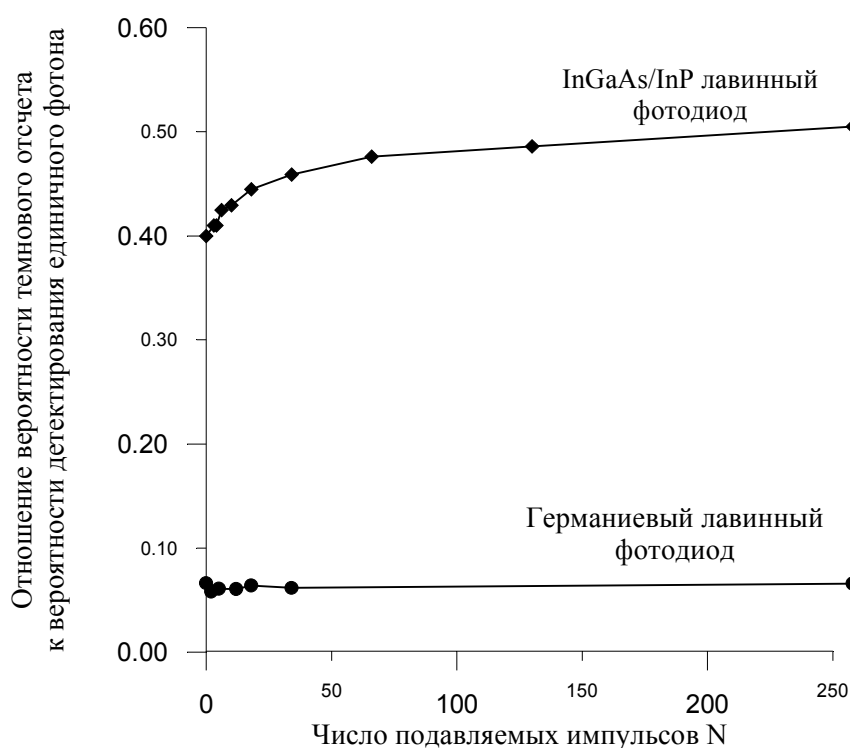


Рис.34. Зависимость отношения вероятности темного отсчета к к вероятности детектирования единичных фотонов от числа подавляемых импульсов N для германиевого и InGaAs/InP лавинных фотодиодов на частоте 12МГц

На рис.34 показана зависимость отношения вероятности темного отсчета к вероятности детектирования единичных фотонов от числа подавляемых импульсов N. Сравнивая результаты предыдущего этапа эксперимента (п.5.2, рис.31) с результатами этого этапа эксперимента, можно сказать, что наше предположение о преимуществе системы с блоком подавления над системой без него оправдалось.

Действительно, в предыдущем этапе мы получили зависимость отношения вероятности темного отсчета к вероятности детектирования единичных фотонов от частоты повторения смещающих импульсов, из которой мы видим, что на частоте 12МГц вероятность детектирования единичных фотонов равна примерно 0.09%, темного отсчета 0.01%. При использовании блока подавления, мы можем настроить систему так, что

вероятность детектирования единичных фотонов будет равна примерно 0.07%, а темнового отсчета 0.005% на частоте 12МГц. И в результате получаем, что без системы подавления смещающих импульсов на частоте 12МГц мы имеем примерно 11% ошибочных срабатываний, а с использованием блока подавления – 6% ошибочных срабатываний однофотонного детектора на основе германиевого лавинного фотодиода.

## 6. Заключение.

В результате проведенных экспериментов были получены следующие результаты:

- При исследовании амплитудных характеристик германиевого и InGaAs/InP лавинных фотодиодов выяснилось, что InGaAs/InP лавинный фотодиод при больших значениях напряжения относительного смещения детектирует единичные фотоны с меньшей ошибкой, чем германиевый фотодиод.
- При повышении частоты детектирования германиевый лавинный фотодиод показал хороший результат детектирования единичных фотонов (вероятность ошибки порядка 10-11% на частоте 12МГц), что нельзя сказать об InGaAs/InP фотодиоде (40%).
- При исследовании однофотонного детектора на частоте 12МГц с блоком подавления импульсов я получил довольно неплохой результат для германиевого лавинного фотодиода - вероятность ошибочных срабатываний лавинного фотодиода уменьшилась до 6%.

В целом работа была проведена вполне успешно. Теоретический расчет подтвердился экспериментально, а именно, при использовании блока подавления смещающих импульсов, мы получили более низкий процент ошибки, чем при работе без блока подавления на высокой частоте (в моем случае - 12МГц).



### 7. Приложение 1.

В приложении 1 представлена принципиальная схема блока подавления смещающих импульсов.

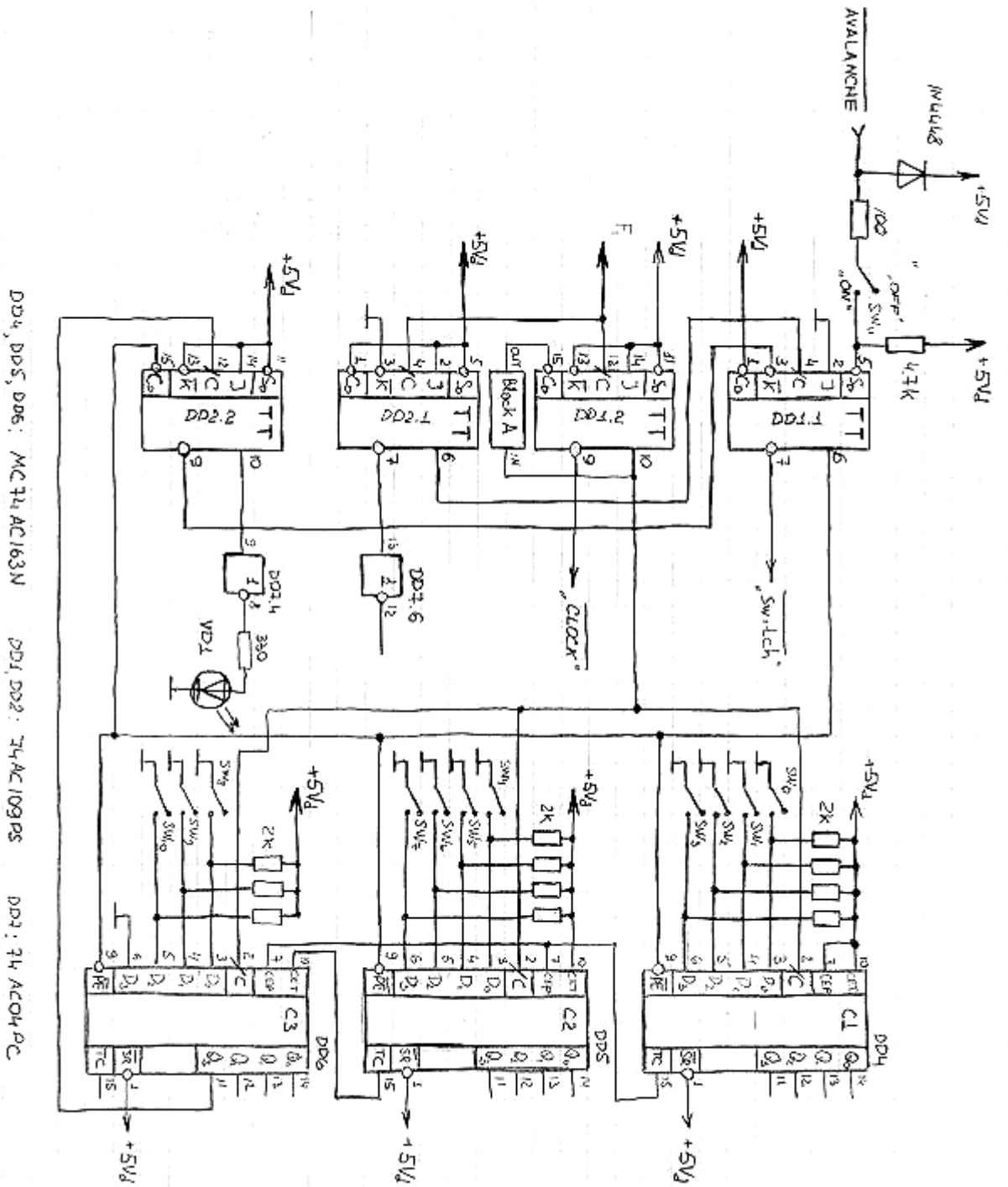
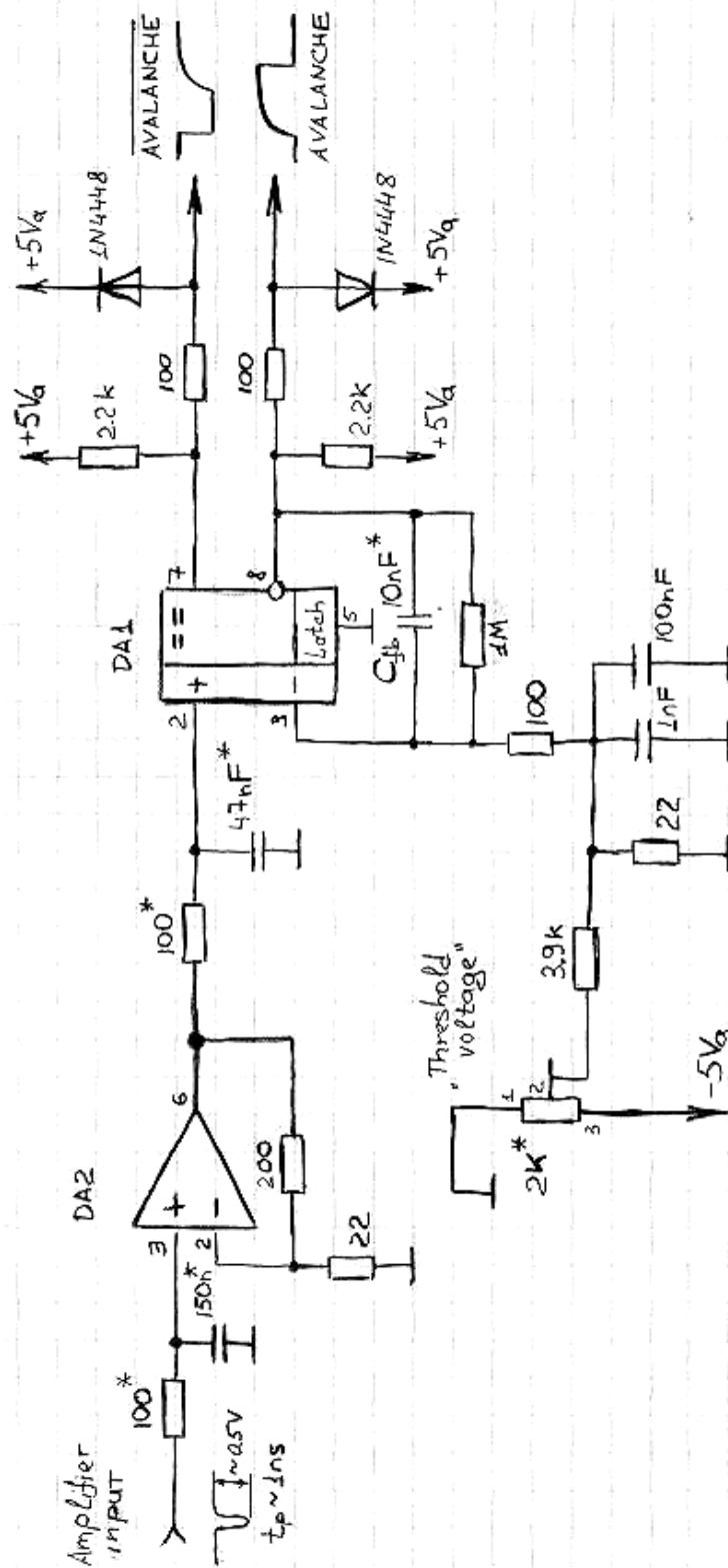


Схема счетчика подавляемых импульсов.



\* подбирается во время эксперимента

DA1: AD8009AR

DA2: AD8561AN

Схема предварительного усилителя и компаратора.

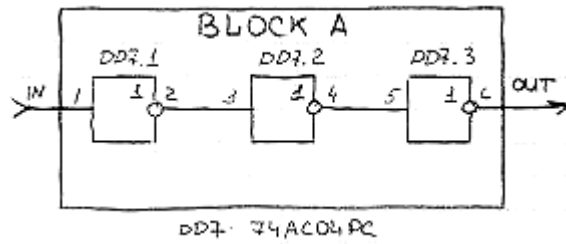


Схема блока А (см.схему счетчика).

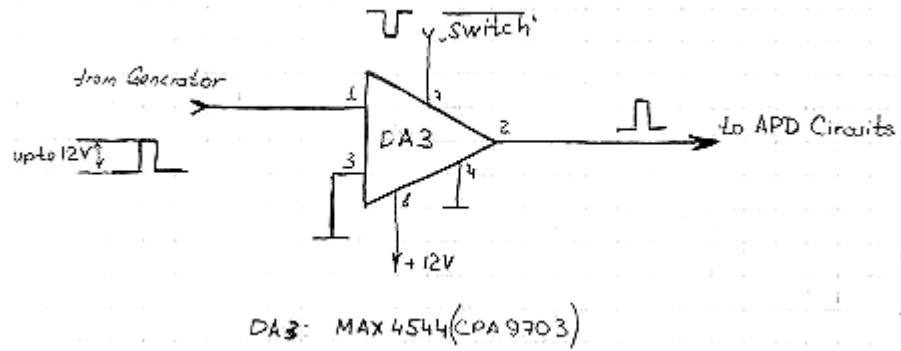
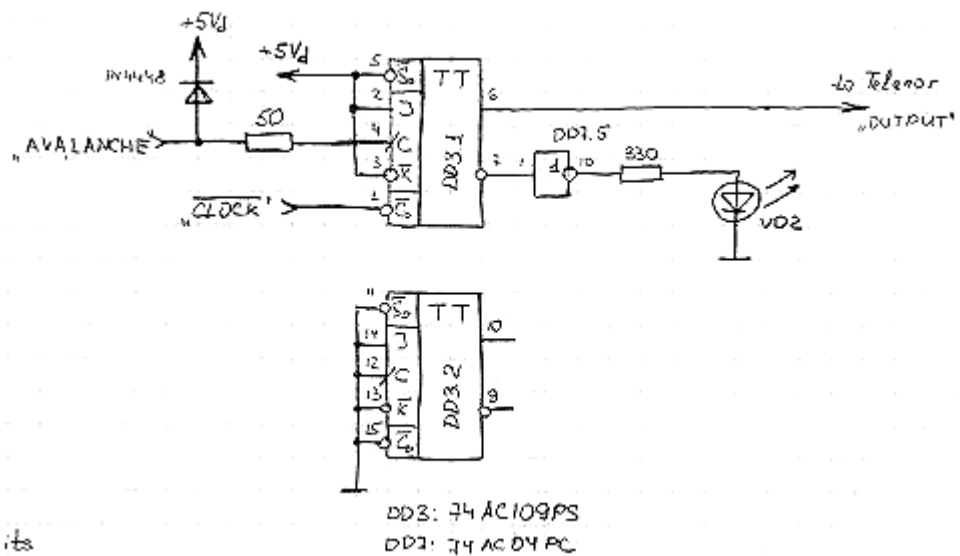


Схема включения электронного ключа.



its

Схема формирователя сигнала для компании Telenor.

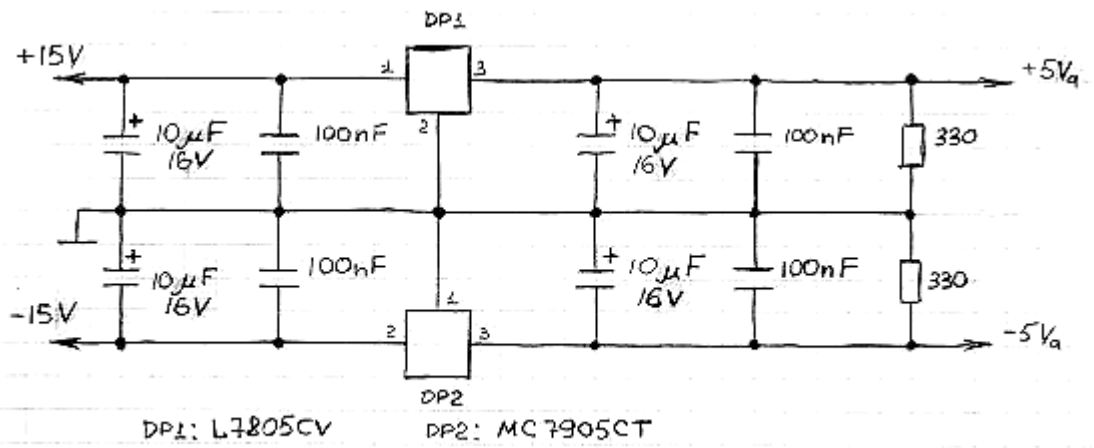


Схема блока питания предварительного усилителя и компаратора.

## 8. Приложение 2.

В приложении 2 приведены технические характеристики германиевого лавинного фотодиода, изготовленного в России на заводе полупроводниковых приборов в г.Черновцы по разработке НПО «Орион» (Москва) и имеющего маркировку ФД312Л (серийный номер 1ВУЛ1752), и InGaAs/InP лавинного фотодиода, изготовленного фирмой “Fujitsu” и имеющего маркировку FPD5W1KS.











## 9. Список литературы.

1. Килин С.Я. «Квантовая информация» Успехи физических наук, Т.169 N5, (1999)
2. Кадомцев Б.Б. «Динамика и информация» (М: ред. журнала УФН, 1999)
3. Torbjoorn Nesheim “Single photon detection using avalanche photodiode” NTNU, Trondheim, Norway (1998)
4. Bennett C. H., *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 3121 (1992)
5. Hughes R. J., et al. *Contemp. Phys*, **38**, 149 (1995)
6. Shannon C. E., *Bell Syst.Tech. J.*, **28**, 657 (1949)
7. Tittel W., Ribordy G., “*Quantum cryptography*”. Physics World (March 1998)
8. Muller A., Herzog T., Tittel W., “*Plug and Play*” systems for quantum cryptography. *Appl.Phys.Lett.*, **70** (1997)
9. Zbinden H., Gisin N., “*Quantum cryptography*” *Appl.Phys.*, **В 67**, 743-748 (1998)
10. Marand C., Townsend P., “*Quantum key distribution over distance as long as 30 km*” *Optics Letters* Vol.20, No.16 (1995)
11. Bennett C., “*Experimental Quantum Cryptography*”, *J.Cryptography* **5** (1992 )
12. «Техника оптической связи» Под ред. У.Тсанга. (Москва «Мир» 1988)
13. Gammel J.C., Ballantyne J.M., *Tech.Dig.-Int. Electron Devices Meet.*, p.120 (1979)
14. Рывкин С.М., «Фотоэлектрические явления а полупроводниках»- М.:Физматгиз, 1963.
15. Capasso F., Tsang W.T., *Appl.Phys.Lett.*, **42**, 93,(1983)
16. Anderson R.L., *Solid-State Electron*, **5**, 341,(1962)
17. Noad J.P., Hara E.H., *IEEE Trans.Electron Devices*, **ED-29**, 1792 (1982)
18. Shive J.N., *J.Opt.Soc.Am.*, **43**, 239 (1953)
19. Hovel H.J., Milnes A.G., *Int. J. Electron*, **25**, 201 (1968)
20. Sakai S., Naitoh M., *IEEE Trans.Electron Devices*, **ED-29**, 1382 (1982)

21. Beneking H., Grote N., Roth W., Conf. Ser.- Inst. Phys., No 56,p 385 (1980b)
22. Campbell J.C., Qua G.J., *Appl. Phys.*, **53**, 1582 (1982)
23. Wieder H.H., Nelson R.J., *Appl. Phys. Lett.*, **37**, 943 (1980)
24. Campbell J.C., Dentai A.G., *Appl. Phys. Lett.*, **41**, 192 (1982)
25. Chen C.W., Gustafson T.K., *Appl. Phys. Lett.*, **37**, 1014 (1980)
26. Wright P.D., Nelson R.J., *Appl. Phys. Lett.*, **37**, 192 (1980)