

# Содержание

Аннотация . . . . .	3
Введение . . . . .	4
Теоретическая часть . . . . .	5
Полупроводники . . . . .	5
Зонная структура полупроводника . . . . .	6
Контактные явления в полупроводниках . . . . .	7
Вольт-амперная характеристика фотодиода . . . . .	10
ПИН-диод . . . . .	12
Пучок синхротронного излучения . . . . .	13
Практическая часть . . . . .	15
Описание установки . . . . .	15
Ход выполнения работы . . . . .	16
Практическая часть . . . . .	19
Заключение . . . . .	21
Список литературы . . . . .	22
Благодарности . . . . .	23

## Аннотация

В настоящее время во всём мире создаются новые источники синхротронного излучения. На каждом источнике синхротронного излучения планируется от 30 до 60 экспериментальных станций. На всех станциях используются системы диагностики и детектирования пучков излучения, основанные на использовании полупроводниковых приборов.

В настоящей работе проводится исследование одного из таких полупроводниковых приборов - ПИН-фотодиод, изготовленный в ИФП СО РАН. Предметом работы являлось исследование однородности ПИН-диода. Исследования проводились на специализированной Технологической станции ВЭПП-4 при энергии пучка 16,2 кэВ.

Эффективная однородная область ПИН-диода составила  $5,1 \pm 0,1$  мм. Неоднородность сигнала составляет 0,54%, при этом найден дефект, в области которого неоднородность сигнала ПИН-фотодиода составила 3,42%. Точность измерения составила 2,54%. Результаты показали возможность применения ПИН-фотодиодов ИФП СО РАН такого типа в системах диагностики.

Ключевые слова: СИ, Технологическая станция ВЭПП-4, ПИН-диод, однородность.

## Введение

С 70-х годов 20 века происходит развитие методов исследования вещества с использованием синхротронного излучения (СИ) - электромагнитного излучения ускоренных релятивистских заряженных частиц (в частности, электронов). Так, излучение в рентгеновском диапазоне, обнаруженное на ускорительной технике (синхротронах и накопительных кольцах), назвали синхротронным [1].

В настоящее время разрабатывается Центр коллективного пользования "Сибирский кольцевой источник фотонов" (ЦКП "СКИФ"). Будучи установкой класса Мегасайенс, ЦКП "СКИФ" будет специализированным источником СИ с наименьшим эмиттансом среди установок с периметром накопительного кольца около 500 метров. Центр коллективного пользования предполагает наличие нескольких десятков междисциплинарных станций.

Траектория пучка излучения не всегда совпадает с теоретически рассчитанной. Для этого на станциях предполагается использование систем диагностики и детектирования пучков излучения. ПИН-диод — это такой элемент диагностики и детектирования, с помощью которого можно определить наличие пучка и его положение при проведении эксперимента, получив от прибора соответствующий сигнал.

Данная работа посвящена исследованию ПИН-диода, созданного в Институте полупроводников имени Ржанова (используется сокращение ИФП СО РАН). В общем смысле в данной работе исследуется одна из характеристик ПИН-диода.

Целью работы является исследование однородности ПИН-диода, а именно определение изменения интегральных характеристик сигнала в разных положениях полупроводникового прибора.

# Теоретическая часть

## Полупроводники

Рассмотрим полупроводники и происходящие в них процессы для понимания устройства и принципа работы ПИН-диода. Полупроводники - это материалы, по своим свойствам находящиеся между проводниками и изоляторами. Отличие состоит в ширине запрещенной зоны и расположении уровня Ферми (определённого уровня энергий) в каждом из типов. Уровень Ферми в полупроводнике расположен близко к середине запрещенной зоны, в металлах он близок к зоне валентности, а в изоляторах он лежит в зоне валентности.

Рассмотрим определение полупроводников с точки зрения статистической физики [2]. Для этого введём понятие квантового газа - газа частиц, подчиняющихся законам квантовой статистики. Квантовый газ, потенциальной энергией которого пренебрегается несмотря на отсутствие условия, обеспечивающего малость частиц по сравнению с числом фактически ими занимаемых квантовых состояний, называется вырожденным. Вырожденный газ, состоящий из частиц с полуцелым спином (фермионов), к числу которых относят электроны, называется Ферми-газом. В Ферми-газе действует иное, отличное от больцмановского, распределение, которое называется распределением Ферми (или Ферми-Дирака):

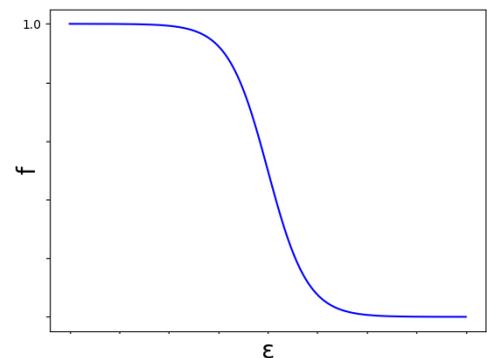


Рис. 1. Функция распределения Ферми-Дирака

$$f(\epsilon) = \frac{1}{e^{(\epsilon-\mu)/T} + 1}, \quad (1)$$

где  $f(\epsilon)$  - среднее число заполнения квантового состояния,  $\epsilon$  - энергия,  $\mu$  - химический потенциал,  $T$  - температура.

Оказывается, что при малой температуре Ферми-газ является хорошей моделью для описания электронного газа в полупроводниках, что позволяет более осознанно рассмотреть процессы в полупроводниковых кристаллах.

Особенность вырожденного газа заключается в том, что при одинаковых порядках кинетической и потенциальной энергий в газе, последней пренебрегают вследствие сведения большей части взаимодействий между частицами к взаимо-

действию со средним периодическим полем. Это объясняет появление двойного электрического слоя на границе металлов, приводящего к возникновению определенной работы выхода. Работа выхода - это работа, которую необходимо совершить для удаления электрона из твердого тела в окружающее пространство. Другими словами, это разница энергий между уровнем Ферми и уровнем вакуума.

### Зонная структура полупроводника

Для дальнейшего описания происходящих в полупроводниках процессах, рассмотрим устройство уровней энергий [3]. Разделяют несколько уровней энергий, между которыми в полупроводниках переходят электроны и дырки - носители отрицательного и положительного заряда соответственно. Изначально носители заряда находятся в так называемой валентной зоне. Выше нее находится запрещенная зона - в ней, как правило, нет частиц. Выше находится зона проводимости. Если частица получает достаточную для этого энергию, она преодолевает запрещенную зону, попадая в зону проводимости. Этот процесс напрямую характеризует величина проводимости.

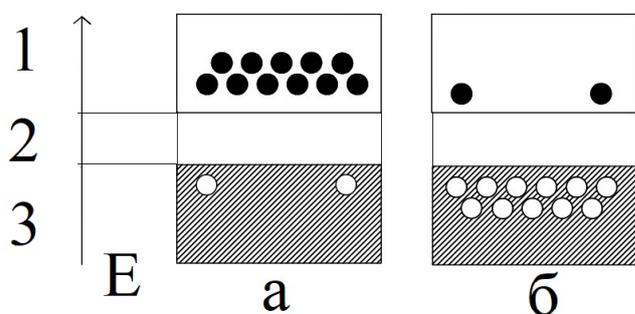


Рис. 2. Зонная структура полупроводников: а) и б) р типа. Цифрами обозначены энергетические зоны: 1 - зона проводимости, 2 - запрещенная зона, 3 - валентная зона. Заштрихованные круги - электроны, не заштрихованные - дырки.

Существует два типа примесей, которые называются донорами и акцепторами. Примеси-доноры поставляют электроны в полупроводник, акцепторы же захватывают электрона, создавая дырки. Добавив определенную примесь, можно изменить проводимость на несколько порядков. Примеси упрощают регулировку происходящих в полупроводниках процессах.

Также процесс попадания носителей заряда в зону проводимости характеризуется подвижностью электронов и дырок. Она зависит от электрон-фононного взаимодействия (взаимодействия электронов с колебаниями решетки). У электронов и дырок разные коэффициенты подвижности.

Некоторые примеси могут сильно повлиять на характеристики и свойства полупроводников.

Возможность носителей заряда попасть в зону проводимости, преодолев запрещённую зону, зависит от типа проводимости. Тот, в свою очередь, определяется областью температур. Так, при достаточно низких температурах на проводимость влияют примеси (так называемая примесная проводимость), а при высоких проявляется собственная проводимость полупроводника.

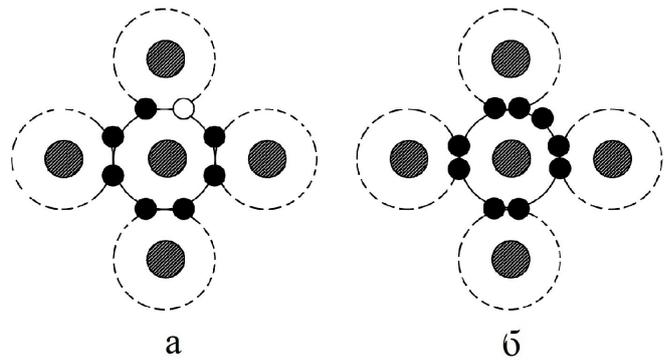


Рис. 3. Легирование полупроводников: а) акцепторами б) донорами. Заштрихованные круги - электроны, не заштрихованные - дырки.

Таким образом, электрические свойства, которыми характеризуется тот или иной полупроводник, зависят от области температур, наличия примесей (уровню легирования), а также от наличия дефектов и от других параметров, так или иначе связанных с вышеперечисленными.

### Контактные явления в полупроводниках

Неравновесные явления в полупроводниках - это такие явления, функция распределения носителей заряда которых отклоняется от равновесной. В общем случае новая функция зависит от многих параметров: энергии частиц, координаты, а также от времени. Отклонение от равновесной функции распределения характеризует изменение концентрации носителей, которое, в свою очередь, так же зависит от координаты и времени.

При зависимости изменения концентрации от координаты говорят о диффузионных токах, пропорциональных градиенту концентрации неравновесных носителей заряда:

$$\begin{cases} j_n = -e_n D_n \nabla n, \\ j_p = -e_p D_p \nabla p, \end{cases} \quad (2)$$

где  $j_i$  - диффузионные токи,  $e_i$  - заряды,  $D_i$  - коэффициенты диффузии для носителей заряда, связанные с подвижностью носителей заряда,  $\nabla i$  - градиенты концентрации носителей зарядов.

Опишем неравновесные явления в полупроводниках. Используем уравнения

непрерывности:

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{e_n} \operatorname{div} j_n = G_n - R_n \\ \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{e_p} \operatorname{div} j_p = G_p - R_p, \end{cases} \quad (3)$$

где  $G_n, G_p, R_n, R_p$  - скорости генерации и рекомбинации электронов и дырок.

Рассмотрим решение уравнений при следующих граничных условиях:

- 1) Токи в материале - диффузионные (из-за отсутствия электрического поля):  $E = 0$ ;
- 2) Нет генерации носителей извне:  $G_i = 0$ ;
- 3) Концентрация носителей постоянна, то есть не зависит от времени:  $\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial n}{\partial t} = 0$ ;
- 4) Скорость рекомбинации линейно зависит от концентрации неравновесных носителей:  $R_i \neq 0, R = \frac{\Delta n}{\tau_f}$ .

Учитывая граничные условия, получим:

$$\begin{cases} -D_n \nabla^2 n = -\frac{\Delta n}{\tau_f} \\ -D_p \nabla^2 p = -\frac{\Delta p}{\tau_f} \end{cases} \quad (4)$$

В результате решения уравнений для одномерного случая получаем зависимость неравновесной концентрации электронов и дырок от координаты:

$$\begin{cases} \Delta n(x) = \Delta n(0) \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right) \\ \Delta p(x) = \Delta p(0) \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right), \end{cases} \quad (5)$$

где  $L_n = \sqrt{D_n \tau_f}$  и  $L_p = \sqrt{D_p \tau_f}$  - так называемая диффузионная длина носителей заряда, которую можно понимать как среднее расстояние, которое проходит электрон или дырка до рекомбинации с носителем противоположного знака.

Уравнения (2) описывают процесс введения носителей заряда извне в объём полупроводника с последующей рекомбинацией в этом объёме. Этот процесс, называемый инжекцией, происходит в том числе и при р-п переходе, то есть при контакте полупроводника п-типа и р-типа. Направление инжекции зависит от работы выхода материалов, приведенных в контакт: инжекция происходит в направлении из материала с меньшей работой выхода в материал с большей работой выхода. В случае, когда полупроводники отличаются лишь типом проводимости, работа выхода у полупроводников п-типа меньше. Поэтому при образовании р-п перехода

электроны инжектируются из приконтактного слоя электронного полупроводника в приконтактный слой дырочного полупроводника.

Рассмотрим процессы, происходящие при р-п переходе. Сначала слева и справа электроны и дырки нейтрализованы примесными атомами. Далее, процессы диффузии нарушают эту электрическую нейтральность. Перемещение носителей приведет к появлению в р-области нескомпенсированного отрицательного объёмного заряда, образованного акцепторами, захватившими инжектированные электроны, а в п-области - положительного объёмного заряда. Таким образом появляется двойной слой разноименных зарядов, которые создают электрическое поле от п- к р-области. Оно препятствует процессам диффузии и разделяет области. Именно из-за этого поля потенциал в области перехода испытывает скачок. Образовавшийся слой называется обеднённым, или запорным слоем. Возникшая контактная разность потенциалов компенсирует разность работ выхода полупроводников, при этом толщина обедненного слоя со стороны обоих полупроводников может быть различной: она оказывается обратно пропорциональной концентрации примесных частиц (уровню легирования).

Рассмотрим теперь р-п переход в неравновесных условиях, приложив напряжение к полупроводниковому кристаллу. Рассмотрим сначала р-п переход при напряжении  $V$ , приложенном в прямом направлении, то есть из р в п-область. Поскольку сопротивление обеднённого слоя высоко, падение напряжения будет происходить в этой области. Потенциальный барьер уменьшится на величину  $eV$ , вследствие чего в области перехода начнут образовываться пары "электрон-дырка", и электрическое поле будет перемещать дырки в р-область, а электроны - в п. Ток потечет из п-области в р-область и в области переходов энергия фотонов будет превращаться в электрическую энергию.

При понижении потенциального барьера в р-области вблизи контакта возникнет избыточная концентрация электронов, которые, диффундируя вглубь р-области, рекомбинируют там с дырками. Концентрация электронов и, соответственно, диффузионный ток в р-области будет спадать по экспоненциальному закону по мере удаления от области контакта. Однако по мере уменьшения диффузионного тока нарастает рекомбинационный ток дырок и сумма токов остается постоянной во всех точках полупроводника.

Однако даже при тепловом равновесии будет существовать слабый ток электронов в из р в п-область. Их жизнь заканчивается после рекомбинации с дырками.

Этот процесс отражается на вольт-амперной характеристике как темновой ток.

Относительно инжекции дырок из р в п-область проводятся аналогичные рассуждения.

При обратном напряжении концентрации электронов в зоне проводимости р-полупроводника и дырок в валентной зоне п-полупроводника вдали от контакта остаются прежними, а концентрация электронов в зоне проводимости п-области и дырок в валентной зоне (то есть концентрация носителей заряда при энергиях, достаточных для перехода в область с другим типом проводимости) уменьшается. В этом случае электроны будут вытягиваться из р-области в п-область, а дырки - из п в р. При обратном смещении ток диода перестает зависеть от внешнего напряжения.

### Вольт-амперная характеристика фотодиода

Возникновение ЭДС (электродвижущей силы) при освещении полупроводника называют вентильным фотоэффектом. Рассмотрим р-п переход, освещаемый со стороны р-области, энергия квантов которого достаточна для создания пар электрон-дырка (фотоны придают электронам энергию, достаточную для покидания валентной зоны). Образовавшиеся фотоэлектроны и фотодырки будут проникать вглубь кристалла, и некоторая их доля, не успевшая прорекомбинировать, достигнет р-п перехода. Под действием контактного поля фотоэлектроны будут переходить в п-область, а фотодырки будут задерживаться полем и оставаться в р-области. Таким образом образуется фототок через р-п переход, равный:

$$I_0 = eg\beta \quad (6)$$

где  $g$  – число пар, создаваемых излучением за 1 секунду,  $\beta$  – доля фотоэлектронов, дошедших до перехода без рекомбинации.

Фотоэлектроны, попавшие в область положительного заряда приконтактной области, будут уменьшать величину этого заряда, в то время как с другой стороны фотодырки в р-области будут уменьшать отрицательный заряд. Это приведет к уменьшению контактной разности потенциалов. Возникнет так называемый ток утечки, выражающийся аналогично току диода при прямом смещении:

$$I_y = I_s(e^{\frac{eV}{kT}} - 1), \quad (7)$$

где  $I_s$  - ток насыщения

Ток насыщения находится по формуле, следующей из уравнений (2), (4) и рассуждений относительно ВАХ диода:

$$I_s = eS \left( \frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{D_p p_n}{L_p} \right), \quad (8)$$

где  $n_p, p_n$  - концентрация электронов в р-области и концентрация дырок в п-области соответственно,  $S$  - площадь поперечного сечения р-п перехода.

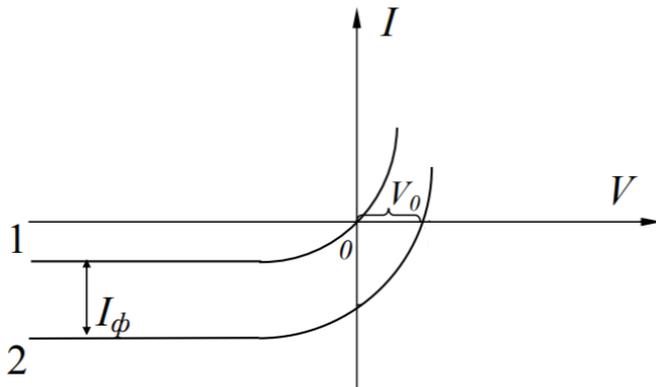


Рис. 4. Вольт-амперная характеристика фотодиода. Цифрами обозначены разные характеристики: 1 - без фототока, 2 - при наличии фототока.

Для фотодиода также существует два способа включения, аналогичные прямому и обратному напряжению диода. Фактически, эти схемы предполагают наличие напряжения положительного или отрицательного знака на концах фотоэлемента.

Если фотоэлемент замкнут на нагрузке  $R$ , то стационарное состояние установится при напряжении меньше напряжения холостого хода:  $V < V_0$ . Ток в цепи будет равен

разности фототока и тока утечки:

$$I = I_{ph} - I_s \left( e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right), \quad (9)$$

где  $I_{ph}$  - фототок. С другой стороны, по закону Ома:

$$I = \frac{V}{R} \quad (10)$$

Решение системы из уравнений (9), (10) даёт ВАХ фотодиода при прямом смещении.

Если же к фотоэлемент подключается к источнику напряжения запорного знака, то напряжение на фотоэлементе:

$$V = IR - U, \quad (11)$$

а ток во внешней цепи описывается (9). При большом напряжении источника

$e^{\frac{e(IR-U)}{kT}} \approx 0$  и ток в цепи:  $I \approx I_{ph} + I_s$ . Таким образом, при запертом напряжении можно добиться того, чтобы весь фототок проходил через внешнюю цепь.

## ПИН-диод

ПИН-диод (от английского PIN-diode [4], также в данной работе ПИН-фотодиод) - полупроводниковый диод, состоящий из p и n-областей, между которыми расположен слаболегированный внутренний (intrinsic) слой с много большим относительно остальных областей сопротивлением. Внутренний слой позволяет снизить темновой ток на несколько порядков, а также расширяет обеднённый слой. Также внутренний слой уменьшает токи утечки.

Вообще говоря, эффективным считается взаимодействие излучения только с внутренним слоем, поскольку при попадании излучения в сильнолегированные слои появляется диффузионный ток, который ухудшает быстродействие фотоэлемента. При изготовлении фотодиодов ширину p и n-областей делают как можно меньше, а ширину i-слоя как можно больше, чтобы этой областью поглощалось как можно больше излучения.

Принцип работы ПИН-фотодиода в общих чертах схож с принципом работы ионизационной камеры. ПИН-фотодиод, так же как и ионизационная камера, реагирует на излучение, тем самым выполняя роль датчика излучения, выдавая некий сигнал.

Рассмотрим более подробно работу ПИН-диода. При использовании его в качестве фотодетектора, ПИН-фотодиод подключают при обратном напряжении смещения. В таком режиме диод почти не проводит ток, за исключением темнового тока и небольшого тока утечки. При попадании фотона с достаточной энергией в область диода, тот создает электронно-дырочную пару, и поле обратного смещения вытесняет эти пары, порождая фототок.

Однако не все фотоны способны образовать электронно-дырочную пару, поэтому вводится также понятие квантовой эффективности - безразмерной величины, определяющейся как отношение количества фотонов, падающих на фотодиод за единицу времени к количеству рожденных в результате этого электронно-дырочных пар.

ПИН-диоды используют один из двух методов обнаружения излучения. Один из них - сцинтилляторный тип связи, который косвенно обнаруживает частицы высокой энергии, преобразовывая их в сцинтилляционный свет. Другой метод

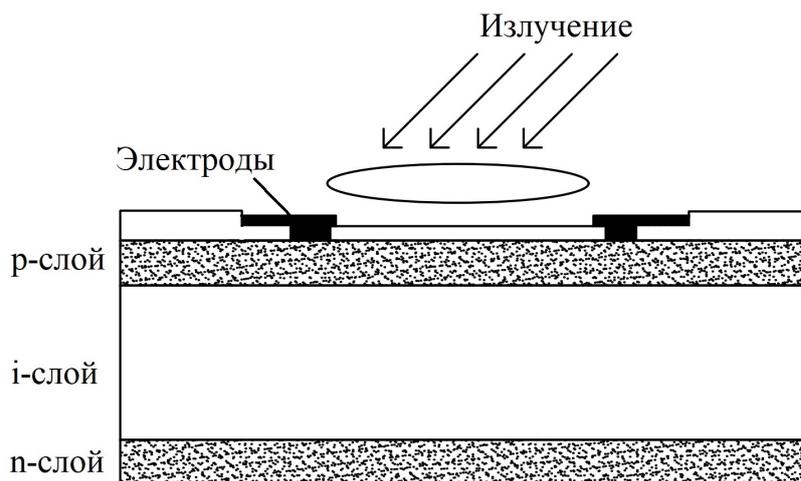


Рис. 5. Устройство ПИН-фотодиода.

предполагает прямое обнаружение. Основные характеристики ПИН-фотодиода:

1. Площадь поверхности (определяет рабочую область прибора);
2. Квантовая эффективность;
3. Метод обнаружения излучения;
4. Темновой ток, разрешение шума;
5. Скорость отклика;
6. Толщина обеднённого слоя;
7. Наличие/отсутствие дефектов (однородность).

### **Пучок синхротронного излучения**

В данной работе одну из ключевых ролей играет поведение пучка синхротронного излучения. Явления, лежащие в основе экспериментальной части, имеют оптическую природу, поэтому подробно рассматриваться не будут, однако необходимо упомянуть о ключевых моментах поведения пучка для проведения дальнейших расчётов в рамках эксперимента.

Спектр синхротронного излучения поворотного магнита достаточно широк и занимает большой диапазон энергий. Такой пучок называют также "белым". Для большинства задач такой пучок не подходит, поэтому используются специальные устройства для выделения определенной узкой полосы энергий. Такие устройства называются монохроматорами. [1,5]

Принцип работы монохроматора основан на дифракции рентгеновских лучей через слои кристаллической решетки материала монохроматора. Отражаются от монохроматора только те лучи, которые падают на плоскости кристалла под определённым углом. Эту зависимость выражает условие Брэгга-Вульфа, которое описывает дифракцию в кристаллах:

$$2d \sin \theta = k\lambda, \quad (12)$$

где  $\theta$  - угол скольжения (отсчитывается от плоскости),  $d$  - расстояние между плоскостями,  $k$  - целое число,  $\lambda$  - длина волны отраженного излучения. При этом расстояние между плоскостями находится следующим образом:

$$d = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}. \quad (13)$$

Здесь  $a$  - постоянная решётки (зависит от материала монохроматора),  $h, k, l$  - индексы Миллера, выражающие пространственное расположение плоскостей.



Рис. 5. Дифракция на плоскостях кристалла

## Практическая часть

### Описание установки

Работа выполнена на Технологической станции (ТС) ВЭПП-4.

На комплексе ВЭПП-4 проводятся исследования с использованием синхротронного излучения. ТС ВЭПП-4 расположена на выходе поворотного магнита ВЭПП-4.

Упрощённая электротехническая схема установки содержит в себе источник напряжения смещения, ПИН-фотодиод, подключенный в цепь с запорным знаком и операционный усилитель, который усиливает сигнал ПИН-диода и преобразует фототок диода в выходное напряжение.



Рис. 7. Фото станции. Буквами обозначены состояния: а) закрытые фланцы; б) открытые фланцы

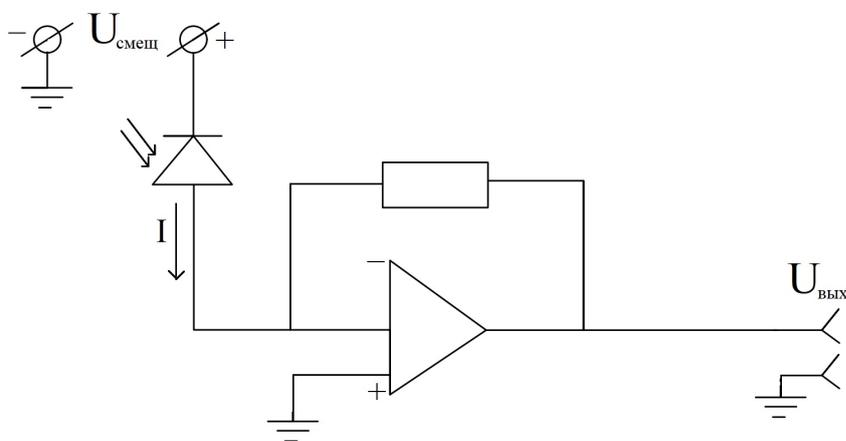


Рис. 8. Упрощённая радиотехническая схема установки

Помимо радиотехнической начинки, установка также включает в себя корпус с тремя фланцами, в которых расположены горизонтальные и вертикальные ножи (пластинки из материала, поглощающего излучение), а также монохроматор Si(111) (кремний с индексами Миллера  $h = 1, k = 1, l = 1$ . Постоянная решётки  $a = 5,431$ ) и гониометр. Подвижки и положение гониометра зафиксированы.

Смена положения всех подвижных частей автоматизирована.

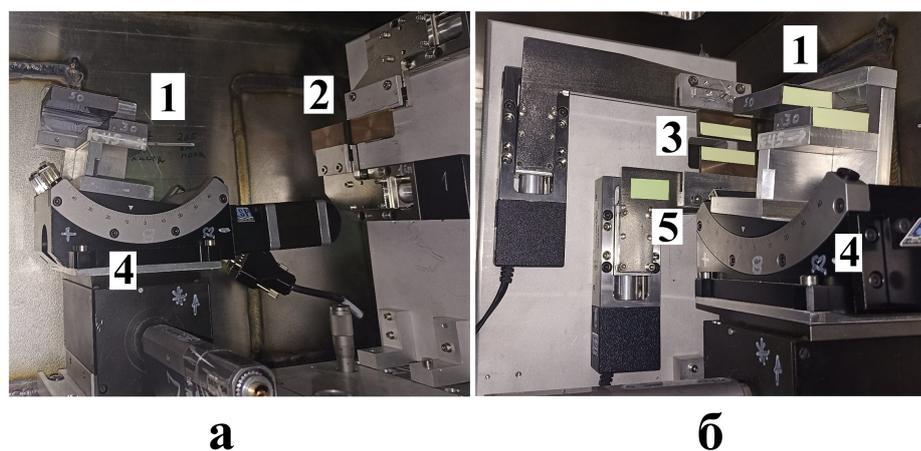


Рис. 9. Оборудование камер. Цифрами обозначены следующие элементы: 1 - монохроматор; 2, 3 - ножи; 4 - гониометр; 5 - люминофорная пластинка

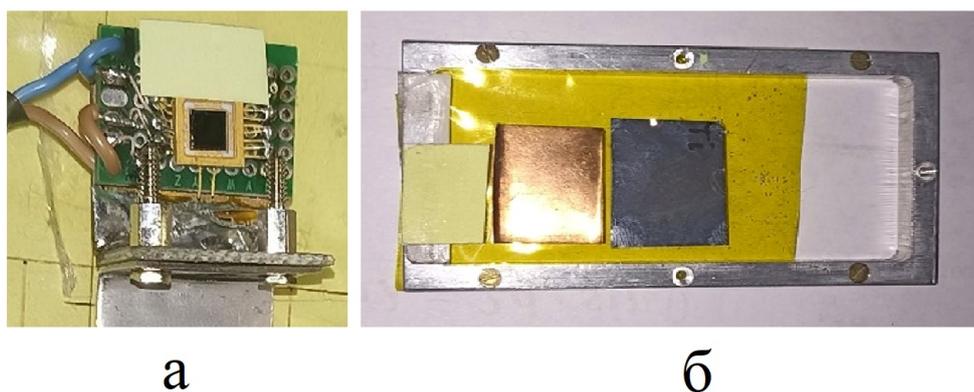


Рис. 10. Фото: а) исследуемого ПИН-диода; б) использовавшейся медной фольги

## Ход выполнения работы

### Калибровка установки

В первую очередь производится настройка оборудования, что позволит проводить эксперимент с известными параметрами. Показания гониометра могут отличаться от истинных на величину некоторого нулевого значения самого гониометра. Для нахождения этой величины нужно найти угол монохроматора при известной энергии пучка. Для этого используется метод нахождения К-края поглощения некоего материала, в данном случае медной фольги. К-край поглощения меди равен 8,976 кэВ. При этой энергии и из условия Брэгга-Вульфа (12) получаем угол

$$\theta = \arcsin\left(\frac{12,39841}{2Ed}\right)\frac{180}{\pi} = 12,72^\circ$$

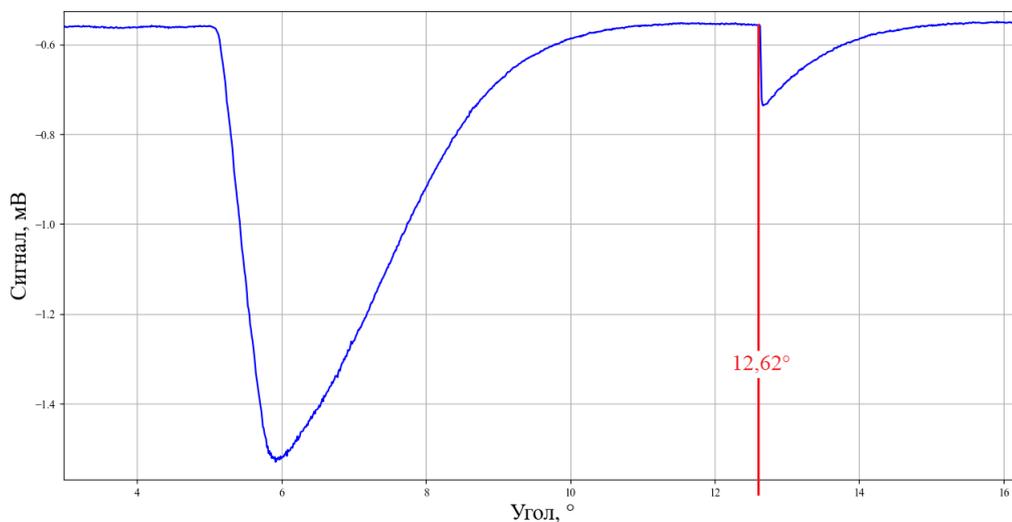


Рис. 10. Спектр пропускания меди в зависимости от угла скольжения при повороте монохроматора. Обозначено значение установленного значения К-края медной фольги

Помимо всего прочего, медная фольга (рис. 10., б) использовалась как экран, фильтрующий низкоэнергетичное рассеяние излучение, поэтому после калибровки измерения проводились с установленной медной фольгой. При этом используется энергия, большая энергии К-края меди, а именно 14,39 кэВ.

## Измерения

Профиль пучка по вертикальной координате представлен на рис. 11. В работе используется щель размером 1 мм по вертикали вблизи максимума интенсивности. В данной окрестности пучок считаем однородным.

При исследовании неоднородности и зависимости фототока от размера засветки проводились следующие измерения:

1. Определили рабочую область ПИН-диода (рис. 12., 14.).
2. Далее измерили зависимость фототока от изменения горизонтальных размеров пучка (рис. 12.).
3. Провели измерения зависимости фототока от вертикальной координаты ПИН-диода (рис. 13.). Выявили наличие неоднородности при вертикальном сканировании. Установлено, что область неоднородности составляет 3,42% от всей вертикали.

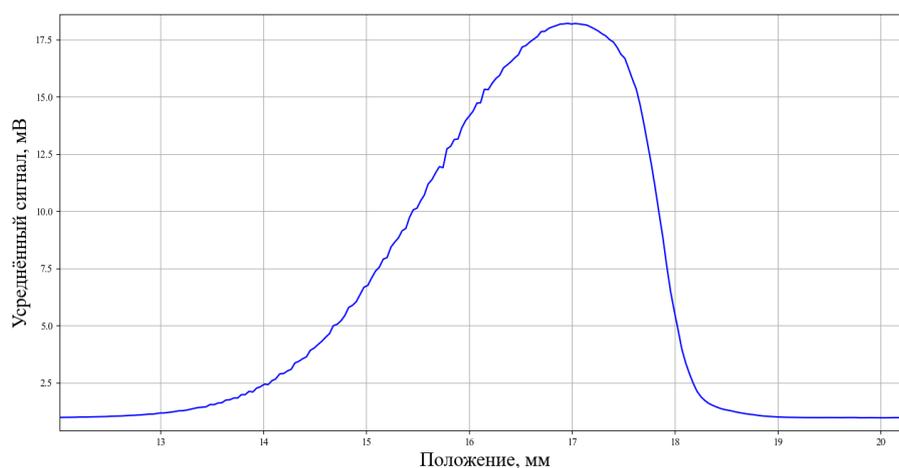


Рис. 11. Профиль пучка излучения по вертикальной координате

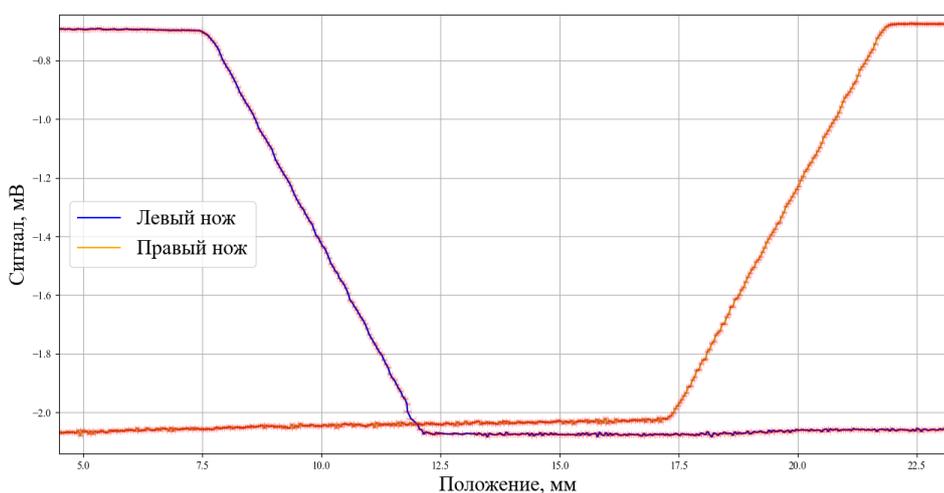


Рис. 12. Сканирование ПИН-диода по горизонтальной координате. Вертикальная координата: 4мм. Точки представлены усреднённой выборкой из 10 измерений

4. Задав ПИН-диоду вертикальную координату, при которой наблюдалась неоднородность, провели дополнительное сканирование по горизонтали вдоль этой координаты (рис. 14.).

Все измерения проводятся при одинаковой энергии, равной 14,39 кэВ, а также при одинаковом напряжении смещения, равном 30,8 В. Изменение тока пучка в процессе выполнения эксперимента фиксировалось. Фототок пропорционален току накопителя, поэтому измеренный сигнал был нормирован на ток накопителя, равный 1 мА.

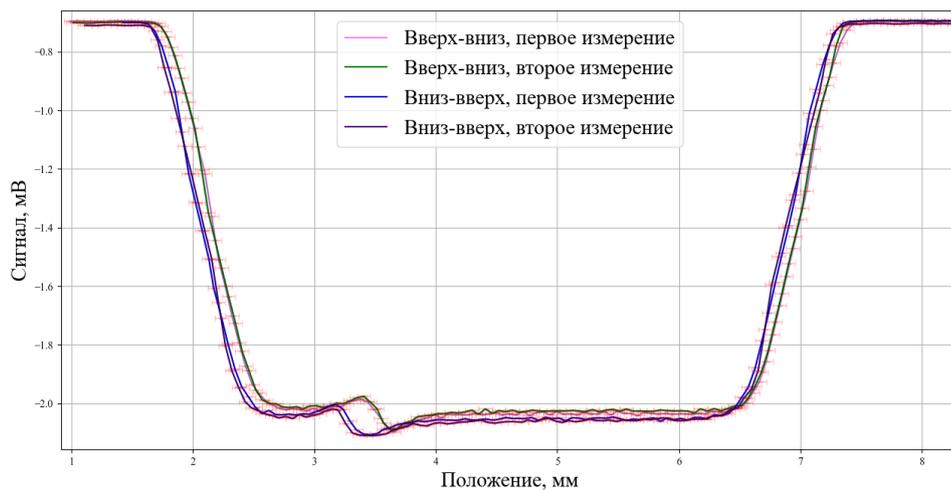


Рис. 13. Сканирование ПИН-диода по вертикальной координате. Точки представлены усреднённой выборкой из 10 измерений

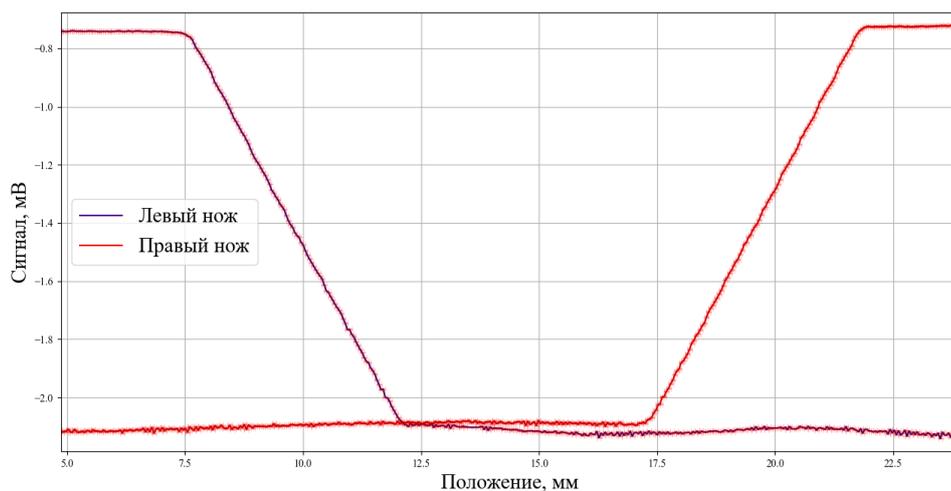


Рис. 14. Сканирование ПИН-диода по горизонтальной координате. Вертикальная координата: 3,5 мм. Точки представлены усредненной выборкой из 10 измерений

### Анализ ошибок измерения

Оценим погрешности измерений. Ошибки возникают на следующих элементах:

1. Источник напряжения смещения;
2. Шумы, токи утечки и другие помехи фотодиода;
3. Нуль гониометра;

4. Погрешность положения подвижных элементов;

5. Прочие ошибки.

Оценим погрешность, даваемую источником напряжения смещения. В работе использовался источник напряжения АКПП-1103. Из технических характеристик прибора, абсолютная погрешность источника составляет:

$\pm(0,01U + 0,3)$  В. Тогда относительная погрешность для напряжения  $U = 30,8$  В составляет  $\frac{0,608}{30,8}100\% \approx 2\%$ .

Помехи фотодиода учтены при расчете среднеквадратичного отклонения по 10 выборкам на точку.

При калибровке на энергию К-края медной фольги установлено, что К-край достигается при  $12,62^\circ$ , в то время как теоретический расчёт даёт  $12,72^\circ$ . Таким образом, нуль гониометра  $\Delta\theta = 0,1^\circ$ . Это обстоятельство учитывалось при определении рабочей энергии излучения.

Погрешность положения подвижных элементов была учтена при записи данных и представлена в виде усов. Средняя абсолютная величина погрешности составила 45 мкм.

Прочие ошибки допустимы при учёте факта приблизительной первичной оценки исследуемых характеристик.

## **Заключение**

Эффективная однородная область ПИН-диода составила  $5,1 \pm 0,1$  мм. Неоднородность сигнала составляет 0,54%, при этом найден дефект, в области которого неоднородность сигнала ПИН-фотодиода составила 3,42%. Точность измерения составила 2,54%. Результаты показали возможность применения ПИН-фотодиодов ИФП СО РАН такого типа лишь в системах диагностики.

## Список литературы

1. Фетисов Г.В. Синхротронное излучение. Методы исследования структуры веществ. Под ред. Л.А. Асланова. М.: Физматлит, 2007. 672 с. Гл. 1.
2. Коткин Г.Л. Лекции по статистической физике. -Москва-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2003. 176 с. Гл. 7.
3. С. Kittel. Elementary solid state physics: a chort course. -New York-London: John Willey Sons, inc., 1962. p. 379.
4. W.E. Doherty, R.D. Joos. The PIN diode circuit designers' handbook. Microsemi, inc., 1998.
5. P. Willmott. An introduction to Synchrotron Radiation. Techniques and Applications. Second edition. -New York-London: John Willey Sons, inc., 2019. Ch. 2.

## **Благодарности**

Автор выражает благодарность научному руководителю Ракшуну Я.В., а также Хомякову Ю.В. за помощь в написании теоретической части и в проведении экспериментальной части, а также Гольденбергу Б.Г. за предоставление возможности работы на Технологической станции ВЭПП-4.