

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ».

Физический факультет

Кафедра общей физики

Соловова Надежда Юрьевна

КУРСОВАЯ РАБОТА

**Энергетическое распределение фотоэмитированных электронов из
GaAs с отрицательным эффективным средством**

Электромагнитный практикум, 2 курс, группа №19306

Научный руководитель:

м.н.с. В.А Голяшов

Оценка научного руководителя

«_____» _____ 20__ г.

Преподаватель практикума

д.ф.–м.н. О.Е Терещенко

Оценка преподавателя практикума

«_____» _____ 20__ г.

Куратор практикума:

к.т.н. В.Т. Астрелин

Итоговая оценка

«_____» _____ 20__ г.

Новосибирск 2020

Аннотация

Целью работы являлось изучение распределений по поперечной к поверхности составляющей энергии для фотоэлектронов, эмитированных из полупроводников с отрицательным электронным сродством. Измерения проводились в цилиндрическом вакуумном фотодиоде с параллельными электродами. Поверхность катода фотодиода на основе p-GaAs толщиной 0,5 мкм, и анода на основе гетероструктуры $Al_{0,4}Ga_{0,6}As$ с квантовыми ямами GaAs была активирована до состояния отрицательного эффективного электронного сродства слоями Cs и O. Были измерены спектральные зависимости квантового выхода фотоэмиссии из катода и анода в разных режимах работы, вольт-амперные характеристики и энергетические распределения фотоэлектронов, эмитируемых из катода и анода, на различных длинах волн. Максимальная квантовая эффективность p – GaAs фотокатода составила 30%, а полученная из энергетических распределений величина эффективного электронного сродства – 0,21 эВ. Квантовая эффективность и величина эффективного отрицательного сродства для анода – 10% и 0,7эВ соответственно. Наблюдался эффект отражения электронов от катода и анода с отрицательным эффективным сродством, коэффициент отражения имел зависимость от энергии падающих электронов $r \sim e^{-aE}$, со средним значением $a \sim 2.1 \text{ эВ}^{-1}$.

Ключевые слова: Арсенид галлия, фотоэмиссия, энергетическое распределение, отрицательное электронное сродство, квантовый выход

ОГЛАВЛЕНИЕ

1. Введение	4
2. Вакуумный фотодиод с полупроводниковыми электродами	7
3. Описание эксперимента	9
3.1. Внешний квантовый выход.	9
3.2. Измерение спектров фотоэмиссии	12
4. Результаты измерений	14
4.1 Квантовый выход	14
4.2. Энергетическое распределение	18
4.3 Энергетическое разрешение и погрешность определения эффективного сродства	24
5. Заключение	26
Список используемой литературы	27

1. Введение

Более 50 лет назад было выяснено, что при нанесении на поверхность р – GaAs цезия и кислорода можно добиться состояния с эффективным отрицательным электронным сродством (ОЭС), при котором уровень вакуума вблизи поверхности полупроводника расположен ниже дна зоны проводимости в объёме[5]. Состояние ОЭС позволяет с высокой вероятностью выходить в вакуум фотовозбужденным в зону проводимости фотоэлектронам. Поэтому фотокатоды на основе полупроводников с ОЭС нашли широкое применение в электронно-оптических преобразователях и фотоэлектронных умножителях, а также как источники электронов в ускорительной технике.

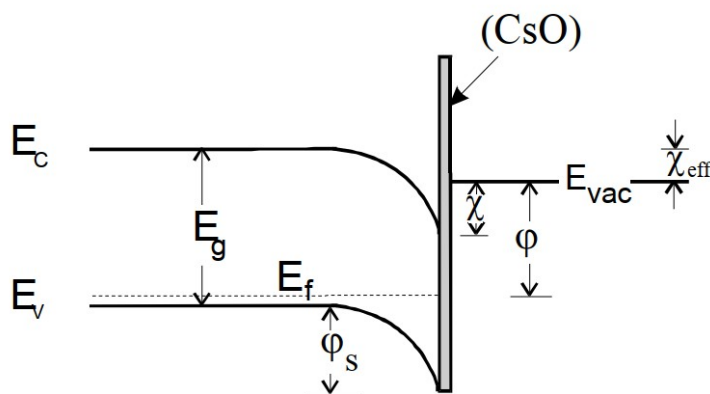


Рисунок 1.1 Энергетическая диаграмма зон называется валентной поверхностью р-GaAs активированной цезием и зоной E_v , а следующая за ней кислородом до состояния с эффективным незаполненная – зоной отрицательным электронным сродством [1] проводимости E_c . Нанесение на поверхность слоев Cs и O приводит к изгибу зон вниз, благодаря чему снижается минимальная энергия, которую необходимо сообщить электрону для выхода в вакуум. Эту энергию характеризует сродство к электрону χ , его значение определяется разностью дна зоны

На рис. 1 изображена энергетическая диаграмма поверхности р-GaAs активированной до состояния отрицательного электронного сродства. Верхняя из заполненных электронами разрешённых

проводимости E_c и уровня вакуума E_{vac} . На поверхности p-GaAs эффективная величина χ может достигать значений 0.2 – 0.3 эВ.

Главными характеристиками фотокатодов являются их квантовая эффективность и средняя поперечная энергия эмитируемых электронов. Вопрос достижения предельных значений этих параметров на фотокатодах с ОЭС остаётся открытым, так как до сих пор не существует полной теории фотоэмиссии электронов из них. Основной проблемой при изучении фотокатодов с ОЭС является очень низкая (до 300 мэВ) кинетическая энергия эмитируемых фотоэлектронов, и, как следствие, сильное влияние любых неоднородностей прикладываемых электрических полей. Эту проблему удастся избежать при изучении процессов фотоэмиссии электронов в планарных вакуумных фотодиодах, в которых оба электрода находятся в состоянии ОЭС[4]. При использовании в качестве анода гетероструктур на основе прямозонных полупроводников АЗВ5 появляется возможность регистрации катодолюминесценции (КЛ), возникающей вследствие излучательной рекомбинации инжектированных в них из вакуумного промежутка электронов[6], и, как следствие, возможность детектирования пространственного распределения электронов в плоскости анода для изучения, например, углового распределения фотоэлектронов.

Целью данной работы было получение и анализ энергетического распределения фотоэлектронов в таком фотодиоде с катодом на основе p-GaAs толщиной 0,5 мкм, и анодом на основе гетероструктуры $Al_{0,4}Ga_{0,6}As$ с квантовыми ямами GaAs, активированными до состояния отрицательного эффективного электронного сродства слоями Cs и O.

Для этого нужно было решить следующие задачи:

- измерить квантовые эффективности электродов изучаемого диода для их характеристики в качестве фотоэмиттеров,
- измерить вольт-амперные зависимости фототока в фотодиоде,

- измерить производные вольт-амперных характеристик методом синхронного детектирования для получения энергетических распределений фотоэлектронов.

2. Вакуумный фотодиод с полупроводниковыми электродами

В работе использовался вакуумный фотодиод цилиндрической формы. Диаметр параллельно расположенных электродов составлял 19мм, а вакуумный зазор между ними около 1,5мм. Его структура в разрезе приведена на рис. 3.1.

Катод – приваренная на стекло гетероструктура 1 мкм $Al_{0.6}Ga_{0.4}As$ / активный слой GaAs толщиной 0,5 мкм. Он обладал дырочным типом проводимости и был доведён до состояния с отрицательным электронным сродством, т.е. уровень вакуума – уровень энергии, соответствующий потенциальной энергии электрона в вакууме, находился ниже дна зоны проводимости.

Такое состояние было получено путём нанесения на поверхность электродов тонких слоёв кислорода и цезия. Т.к. у цезия низкая электроотрицательность, он отдаёт часть валентных электронов в объём GaAs и поверхность катода заряжается положительно, что приводит к изгибу зон вниз. Кислород способствует разрушению металлических связей цезия и увеличению дипольного слоя на поверхности. Такое изменение поверхностного состояния позволяет уменьшить работу выхода до $\phi \approx 1,1\text{эВ}$, где работа выхода в терминах зонных диаграмм – это разница энергий уровня Ферми и уровня вакуума.

В качестве анода выступала гетероструктура, выращенная методом молекулярно-лучевой эпитаксии, с основным активным слоем $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ толщиной 100 нм, содержащим три квантовых ямы GaAs, шириной 2, 2.3 и 2.5 нм расположенных на расстоянии 20 нм от поверхности и друг от друга. Ширина запрещенной зоны $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ равна 1,92эВ. Энергетические состояния в квантовых ямах GaAs квантованы, и расчетная длина волны, соответствующая переходу с нижнего электронного состояния на верхнее

дырочное равна ~ 740 нм. На поверхности структуры есть слой GaAs толщиной 10 нм, необходимый для облегчения получения ОЭС.

3. Описание эксперимента

3.1. Внешний квантовый выход.

Внешний квантовый выход – отношение числа электронов, вышедших с поверхности электрода, к числу фотонов, падающих на него.

В качестве источника монохроматического излучения использовался управляемый ПК решеточный монохроматор МДР-23, обозначенный на рис. 3.1 как М. Монохроматор был сопряжен с источником света - галогеновой лампой.

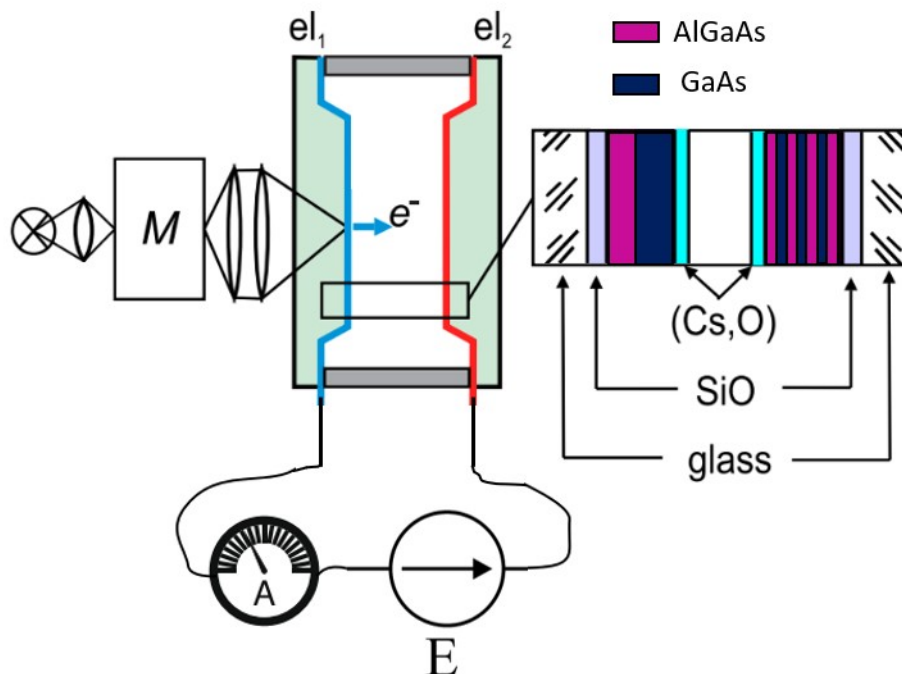


Рисунок 3.1 Упрощённая схема измерений и изображение катодной и анодной структуры.

Измерения были проведены для обоих электродов для двух разных способов освещения. Когда диод освещается со стороны катода, то большая часть фотонов поглощается в нем и для катода выполнен режим на пропускание света. Часть фотонов достигает анода и вызывает фотоэмиссию электронов. Анод в таком случае работает в режиме на отражение. И наоборот при освещении фотодиода со стороны анода.

Величина фототока регистрировалась с помощью синхронного усилителя Stanford Research Systems SR860. Для этого катод фотодиода подключался к его токовому входу. На анод подавалось напряжение разного знака. Отрицательное напряжение являлось разгоняющим для электронов на аноде и задерживающим для электронов на катоде, положительное – наоборот позволяло зарегистрировать электроны, вылетающие с катода. Модуль подаваемого напряжения был равен 5В. Перед входной щелью монохроматора был установлен электромеханический модулятор – вращающийся диск с прорезями, модулирующий интенсивность падающего света прямоугольным сигналом с частотой $\omega = 137$ Гц и скважностью 50%. Сигнал фототока прямоугольной формы можно представить в виде ряда Фурье:

$$I(t) = I_0 \dots (3.1)$$

Синхронный детектор выделяет из этого сигнала компоненту, соответствующую частоте модуляции сигнала детектора ω . В результате чего мы получаем среднеквадратичное значение на главной гармонике, которое пропорционально силе тока I (точнее – разности тока в закрытом и открытом положении щели). При таком способе измерений свет от посторонних источников не влиял на полученные данные.

Аналогичная зависимость была получена для фотодиода ФД24 с известной квантовой эффективностью. Из того, что ток I пропорционален количеству электронов N_e , участвующих в его создании, можем определить квантовую эффективность Υ для катода и анода фотодиода. Выразим ток через Υ и количество поглощенных фотонов N_{ph} :

$$I = \frac{N_e e}{t} = \frac{\Upsilon N_{ph} e}{t} \quad (3.2)$$

Считая величину $\frac{N_{ph} e}{t}$ одинаковой для обоих диодов (дрейф интенсивности источника излучения в используемой системе пренебрежимо

мал, и составляет $< 0.01\%/час$), найдём квантовую эффективность изучаемого фотодиода:

$$\gamma = \frac{\gamma_{обр} * I_u}{I_{обр}} \quad (3.3)$$

3.2. Измерение спектров фотоэмиссии

Для изучения энергетического распределения фотоэмитированных электронов между электродами создавалось электрическое поле. Для одного из электродов поле создавало потенциальный барьер, который могли преодолеть только электроны с кинетической энергией $E > eU^i$ (e – заряд электрона, $U^i = U + U_k$ – сумма подаваемого напряжения и контактной разности потенциалов между электродами). Электроны с меньшей энергией не достигали второго электрода, поэтому они не регистрировались. В то же время электроны, эмитированные с другого электрода, ускорялись в этом поле и создавали обратный ток. Считая, что все электроны, достигшие электродов, поглощаются в них, т.е. отражение отсутствует, общий ток между заземленным катодом и анодом, на который подавалось напряжение U , можно представить в виде интеграла

$$I(U) = \int_{E_{\text{вак}1} - eU^i}^{\infty} e N_1(E) dE - \int_{E_{\text{вак}2}}^{\infty} e N_2(E + eU^i) dE \quad (3.4)$$

$E_{\text{вак}1}, E_{\text{вак}2}$ – уровень вакуума катода и анода соответственно, $N(E)dE$ – число электронов в секунду, эмитированных в вакуум, обладающих энергией в интервале от E до $E+dE$. Первый интеграл соответствует вкладу электронов из катода в общий ток, второй – из анода. Для того, чтобы из этого выражения получить распределения по энергиям $N_i(E)$, сделаем замену во втором интеграле $E' = E + eU^i$

$$I(U) = \int_{E_{\text{вак}1} - eU^i}^{\infty} e N_1(E) dE - \int_{E_{\text{вак}2} + eU^i}^{\infty} e N_2(E') dE' \quad (3.5)$$

И продифференцируем равенство по U :

$$\frac{dI}{dU} = e N_1(E_{\text{вак}1} - eU^i) + e N_2(E_{\text{вак}2} + eU^i) \quad (3.6)$$

Т.е. для получения спектра фотоэмитированных электронов необходимо продифференцировать кривую задержки $I(U)$. Чтобы избежать ошибок, связанных с численным дифференцированием, производная вычислялась с помощью синхронного детектора. Для этого одновременно с

постоянным напряжением U на анод подавалось небольшое переменное синусоидальное напряжение $U_{mod} = U_0 \sin \sin(2\pi\omega t)$ со среднеквадратичной амплитудой 5 мВ, где $\omega = 167$ Гц – частота модуляции. Разложение $I(U)$ в ряд Тейлора имеет вид:

$$I(U + U_0 \sin \sin(2\pi\omega t)) = I(U) + \frac{dI}{dU}(U) * U_0 \sin \sin(2\pi\omega t) + i \\ + \frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dU^2}(U) * U_0^2 (2\pi\omega t) + \dots (3.7)$$

Синхронный детектор умножает сигнал $I(U + U_0 \sin \sin(2\pi\omega t))$ на собственный опорный сигнал – синусоидальный сигнал на частоте модуляции и пропускает полученный сигнал через фильтр низких частот, в результате чего остаётся сигнал, пропорциональный первой производной исходного $I(U)$.

Отметим, что на самом деле мы измеряем сумму распределений анода и катода. Однако вклад $eN_2(E_{вак2} + eU^i)$ много меньше вклада первого слагаемого, потому что большая часть фотонов поглощается в катоде, вследствие чего количество электронов, эмитированных из анода значительно меньше. К тому же поле для анода являлось разгоняющим, поэтому изменение напряжения не меняло второе слагаемое $eN_2(E_{вак2} + eU^i)$.

Если подавать на анод положительное напряжение, то потенциальный барьер будет создан для электронов анода. Поэтому измеряться будет энергетическое распределение электронов, эмитированных из анода.

Важно заметить, что распределения энергий были получены только для поперечной к поверхности электродов компоненты энергии. Однако для более детального анализа фотодиода измерения должны быть дополнены угловым распределением эмитированных электронов.

4. Результаты измерений

4.1 Квантовый выход

Измеренные зависимости квантовой эффективности GaAs фотокатода показаны на рис.4.1. Квантовый выход катода остается примерно постоянным для длин волн 600-900 нм и его максимальное значение достигает в режиме на пропускание 30%, а в режиме на отражение 14,8%.

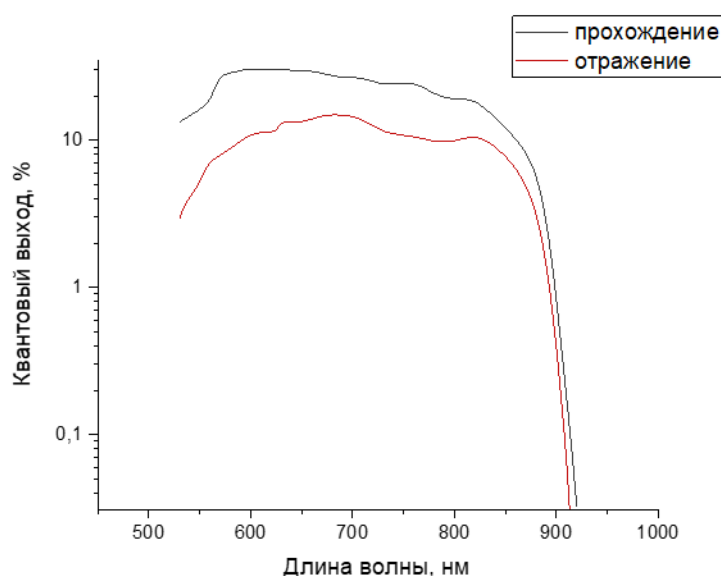


Рисунок 4.1 Зависимость квантового выхода от длины волны для катода в режиме на отражение (красная кривая) и в режиме на пропускание света (чёрная кривая)

Резкий спад квантового выхода вблизи 900 нм обуславливается тем, что энергия фотонов становится меньше ширины запрещённой зоны GaAs (880нм), и ее недостаточно для образования электрон-дырочной пары. Уменьшение квантового выхода для коротких длин волн связано с увеличением коэффициента поглощения в слое AlGaAs на границе GaAs со стеклом. Кроме того, при увеличении энергии фотона в видимом части спектра излучения, растет коэффициент поглощения света в GaAs(рис 4.2), и все большая часть излучения поглощается вблизи освещаемой поверхности. Это может приводить к тому, что увеличивается средняя длина пробега электронов до достижения эмитирующей поверхности и, соответственно

увеличивается количество рекомбинировавших с дырками, и не вышедших в вакуум электронов.

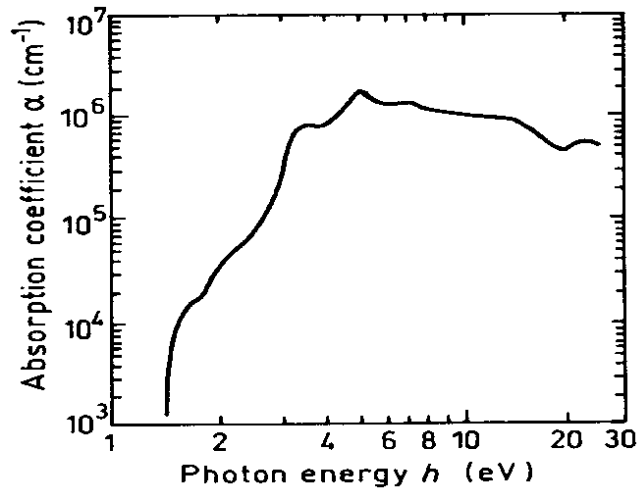


Рисунок 4.2 Зависимость коэффициента поглощения GaAs от длины волны фотонов [2]

Спектры квантовой эффективности анодной гетероструктуры показаны на рис.4.3. Анод – более широкозонная структура, чем катод. Однако из графика видно, что при длинах волн 850–860нм уже есть ток. Это может объяснено поглощением света и фотоэмиссией в поверхностном 10 нм слое GaAs.

Так же на графике наблюдаются две ступеньки на 700нм и 600нм. Первая из них соответствует поглощению в квантовых ямах GaAs. Энергии фотонов становится достаточно, чтобы электрон мог перейти из валентной зоны в зону проводимости. Однако для выхода в вакуум ему необходимо добраться до поверхности. Он может получить недостающую энергию вследствие тепловых колебаний решетки и заняв более высокий уровень дна зоны проводимости AlGaAs дойти до поверхности и выйти в вакуум. Так же он может оказаться на поверхности благодаря туннелированию, если квантовая яма расположена вблизи поверхности. Вторая ступенька связана с поглощением в слоях AlGaAs.

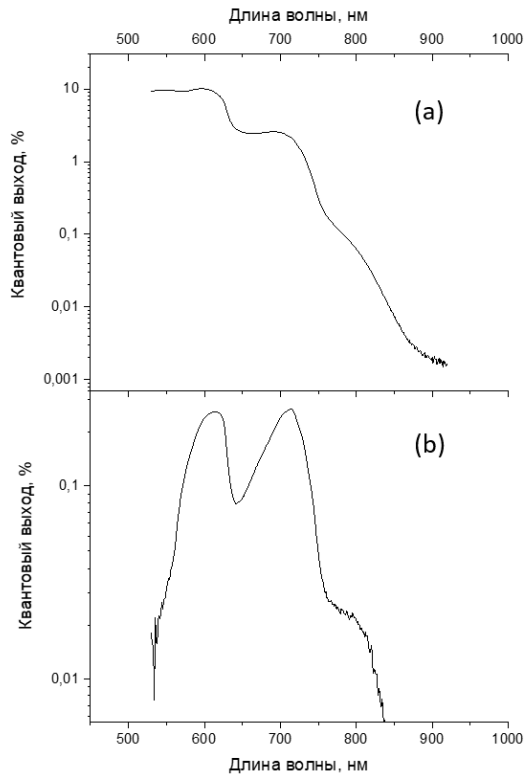


Рисунок 4.3 Зависимость квантового выхода от длины волны для анода в режиме на отражение (b) и в режиме на пропускание света (a)

спектре для режима на пропускание света. Из рисунка 4.2 видно, что с уменьшением энергии фотона (ростом длины волны), коэффициент поглощения уменьшается, а значит увеличивается количество фотонов, дошедших до анода. Минимум на длине волны 640 нм связан с резким спадом квантового выхода в режиме на пропускание, дальше с ростом длины волны идёт увеличение квантового выхода за счёт снижения коэффициента поглощения, а затем опять наблюдается спад, связанный с нехваткой энергии фотона для образования электрон-дырочной пары в объёме анода.

Квантовый выход анода в режиме на отражение по сравнению с режимом на пропускание света снизился в 40 раз (когда для катода всего в 2 раза). Спад квантового выхода в режиме на отражение связан с поглощением света в другом электроде и отражения от него. Видно, что анод является

Например, ширина запрещённой зоны $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ составляет 1,92эВ, что соответствует длине волны 645нм.

Максимум квантового выхода наблюдался на длине волны 597нм и составил 10%.

Вид зависимости квантового выхода анода от длины волны в режиме на отражение, изображенный на рисунке 4.3 (b), является наложением двух факторов: квантового выхода в режиме на пропускание, описанного выше, и зависимости коэффициента поглощения GaAs от длины волны. Два пика, соответствующих максимуму квантового выхода 0,25% на длинах волн 700нм и 600нм связаны с двумя ступеньками в

более прозрачной структурой, так как он тоньше катода и является более широкозонным полупроводником.

4.2. Энергетическое распределение

На рисунке 4.4 изображены зависимости модуля тока от приложенного к аноду напряжения двух режимов освещения фотодиода при длине волны фотона 650нм. Из графика видно, что значение тока катода в области насыщения (правая часть графика) значительно больше максимальной величины тока анода (левая часть графика). При этом в режиме освещения на пропускание для анода разница максимальных значений тока снижается. Это связано с различием прозрачности и квантового выхода электродов.

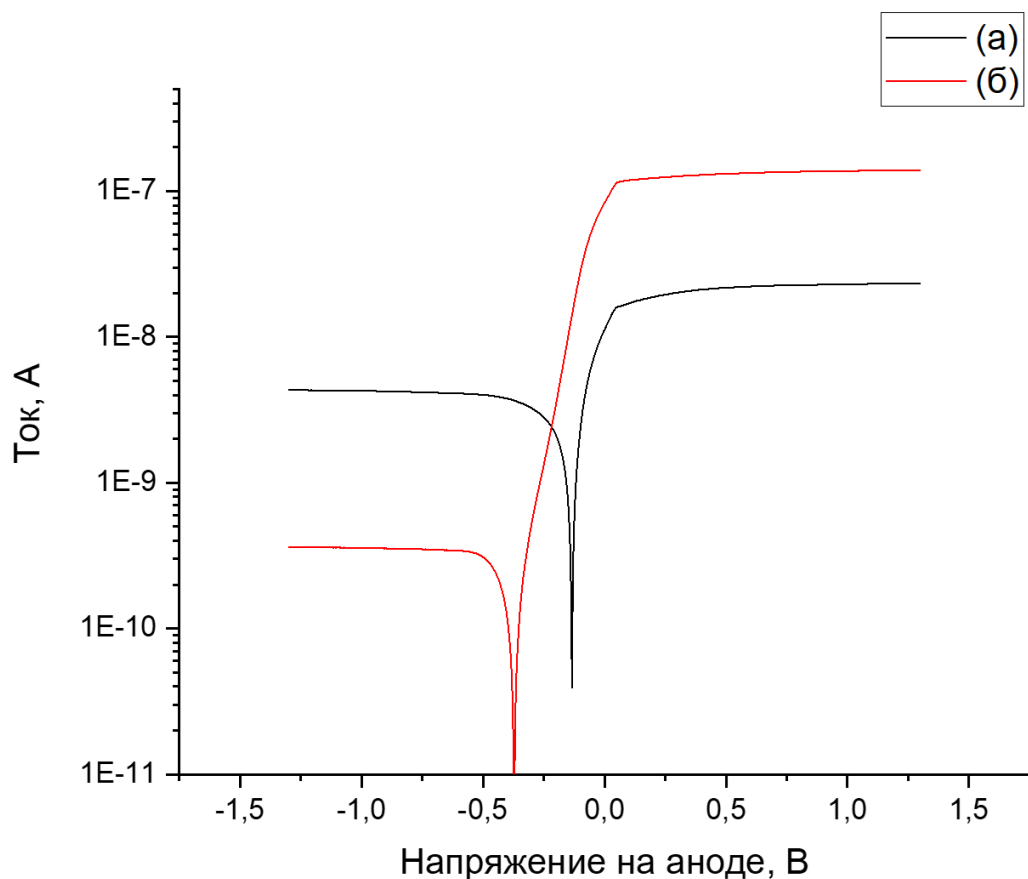


Рисунок 4.4 Вольт-амперные (показан модуль тока) характеристики фотодиода для освещения фотонами с длиной волны 650нм в режиме на пропускание а) для анода б) для катода

На рис. 4.5 изображены производные вольт-амперной характеристики, измеренные в режиме на пропускание для катода. Спектры нормированы на максимум. Вертикальная ось изображена в логарифмическом масштабе. Горизонтальная ось отражает напряжение, подаваемое на анод. При отрицательном напряжении фотоэлектроны, испускаемые из катода, находят

в запирающем поле и регистрируется распределение электронов для катода $N_1(E)$. При положительном напряжении собирается большая часть электронов, испускаемых из катода, а электроны из анода находятся в запирающем поле и измеряется спектр $N_2(E)$.

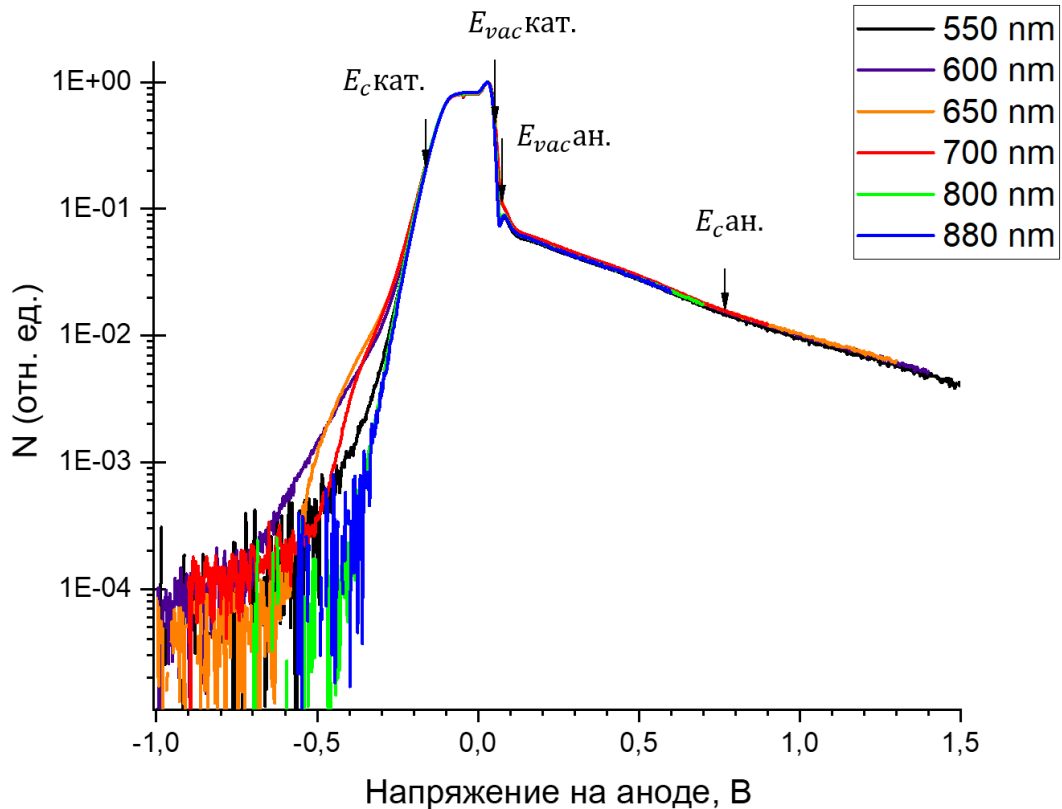


Рисунок 4.5 Производная вольт-амперной характеристики в режиме на пропускание для катода.

Можно заметить, что форма спектра для катода $N_1(E)$ практически не зависит от длины волны. Это можно объяснить тем, что катод работает в режиме на пропускание света и большая часть электронов, независимо от длины волны фотонов, термализуется на дно зоны проводимости. Соответственно, вне зависимости от длины волны возбуждения, большая часть электронов попадает в ОПЗ на поверхности с ОЭС со дна объемной зоны проводимости и при эмиссии в вакуум имеет одинаковое энергетическое распределение.

Максимум энергии термализованных электронов определяется наибольшим отрицательным тормозящим напряжением и соответствует

энергии электронов, испускаемых из зоны проводимости. Электроны с самыми низкими энергиями испускаются вблизи уровня вакуума катода.

Положение уровня вакуума на распределениях для анода и катода определяются как минимумы на низкоэнергетичных краях распределений. Их несовпадение возможно связано с неоднородностью работы выхода на поверхности электродов и различием между работой выхода катода в освещаемой области и минимальной работой выхода анода вблизи этой

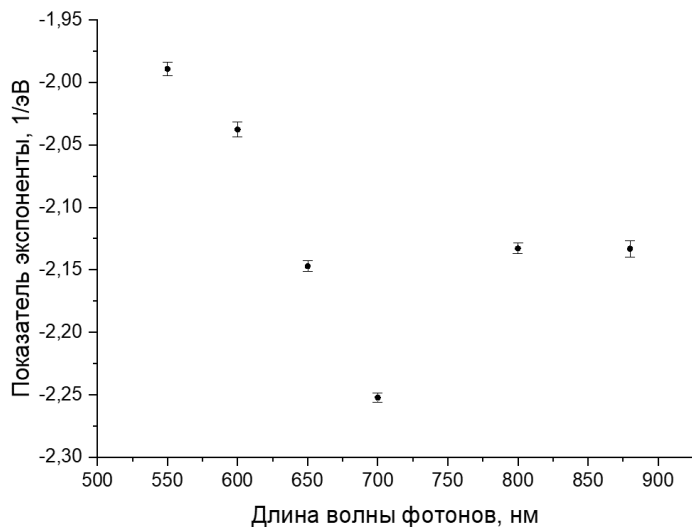


Рисунок 4.6. Показатель экспоненциальной зависимости высокоэнергетических хвостов в распределении анода как функция длины волны (при освещении фотодиода со стороны катода)

области (предполагается, что большая часть электронов, эмитированных из катода, собирается именно в эту область анода).

Можно заметить, что при освещении диода через катод для фотонов с длиной волны 880 нм тоже есть распределение на аноде. Однако из спектральной зависимости квантовой эффективности для анода в режиме отражения (Рис. 4.3) видно, что энергии фотонов 1,4эВ не достаточно для

возбуждения эмиссии из анода. Наличие зависимости может быть связано с отражением от анода электронов, эмитированных из катода, или их повторным выходом в вакуум с поверхности анода. Данная зависимость - экспоненциальная, её показатель незначительно изменялся с изменением длины волны падающего света и в среднем составил $-2,1 \text{ эВ}^{-1}$.

На рис. 4.7 изображены энергетические распределения электронов, эмитированных из катода $N_1(E)$ и анода $N_2(E)$ соответственно, полученные в режиме на пропускание для анода.

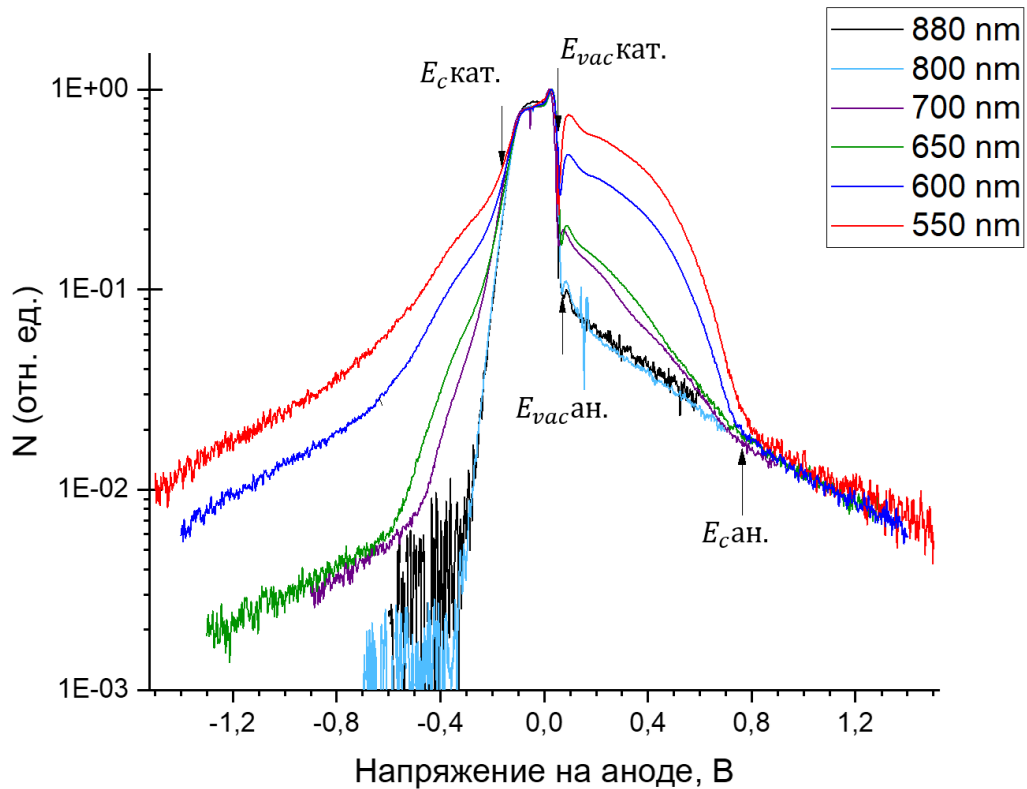


Рисунок 4.7 Производная вольт-амперной характеристики в режиме на пропускание для анода.

Экспоненциальные зависимости, аналогичные описанным выше, присутствуют в распределении для катода при длинах волн 550-700 нм. Т.к. функциональные зависимости одинаковые, скорее всего природа их появления тоже связана с отражением или повторным выходом электронов в вакуум. При уменьшении запирающего напряжения от -0,6 В до -0,3 В так же наблюдается экспоненциальная зависимость, однако её показатель роста резко увеличивается. Возможно, в точках изменения зависимости наблюдается край фотоэмиссии, определяемый эмиссией электронов, возбуждаемых из наивысших состояний валентной зоны, и вышедших в вакуум без потери энергии. Значит, именно этим точкам U_i соответствует максимальная энергия электронов, фотоэммитированных из катода, которая равна энергии фотонов $\hbar\omega$ относительно потолка валентной зоны. Поэтому

уровень дна зоны проводимости катода в работе определялся как разность максимальной энергии электрона $K=U_i$ и энергии $\hbar\omega-E_g$, где E_g – ширина запрещенной зоны.

Однако точки U_i на распределениях, полученных при освещении анода высокоэнергетичными фотонами, видны нечётко. При численном дифференцировании спектров определить их точное положение так же не удалось. Поэтому значения E_c , определённые таким способом, для спектров на разных длинах волн отличались. Из полученных значений выбрано положение дна зоны проводимости, которому соответствует наиболее близкое к ожидаемому значение эффективного электронного сродства $\chi = E_c - E_{vac}$. Для катода оно составило $\chi_{кат} = 0,21$ эВ.

Эффективное электронное сродство для анода было найдено как сумма сродства катода и разности ширин запрещенных зон электродов. Такое вычисление возможно благодаря близости положений уровней вакуума катода и анода относительно уровня Ферми. Эффективное электронное сродство анода оказалось равным $\chi_{ан} = 0,7$ эВ. Положение дна зоны проводимости анода определялось как сумма $\chi_{ан} + E_{vac}$.

Существенное различие электронного сродства электродов связано с тем, что ширина запрещенной зоны основного активного слоя анода $Al_{0,4}Ga_{0,6}As$ больше ширины запрещенной зоны слоя GaAs в катоде. При этом работа выхода электродов, а следовательно, и уровень вакуума, должна быть одинаковы, т.к. они определяются поверхностным состоянием структуры.

Ранее в работе отмечалось, что для снижения погрешностей, связанных с численным дифференцированием кривых задержки $I(U)$, был применён метод синхронного детектирования. На рис.4.8 для сравнения представлены энергетические распределения электронов при освещении светом с длиной волны 650 нм через анод, полученные методом синхронного детектирования и численным дифференцированием вольт-амперной характеристики, представленной на рис.4.4(а). Математически полученная производная нечетко отражает малые изменения тока на высокоэнергетичных концах распределений. Из-за чего оказывается не возможным определение с

необходимой точностью уровня дна зоны проводимости в объёме электродов, а следовательно, и эффективного электронного сродства.

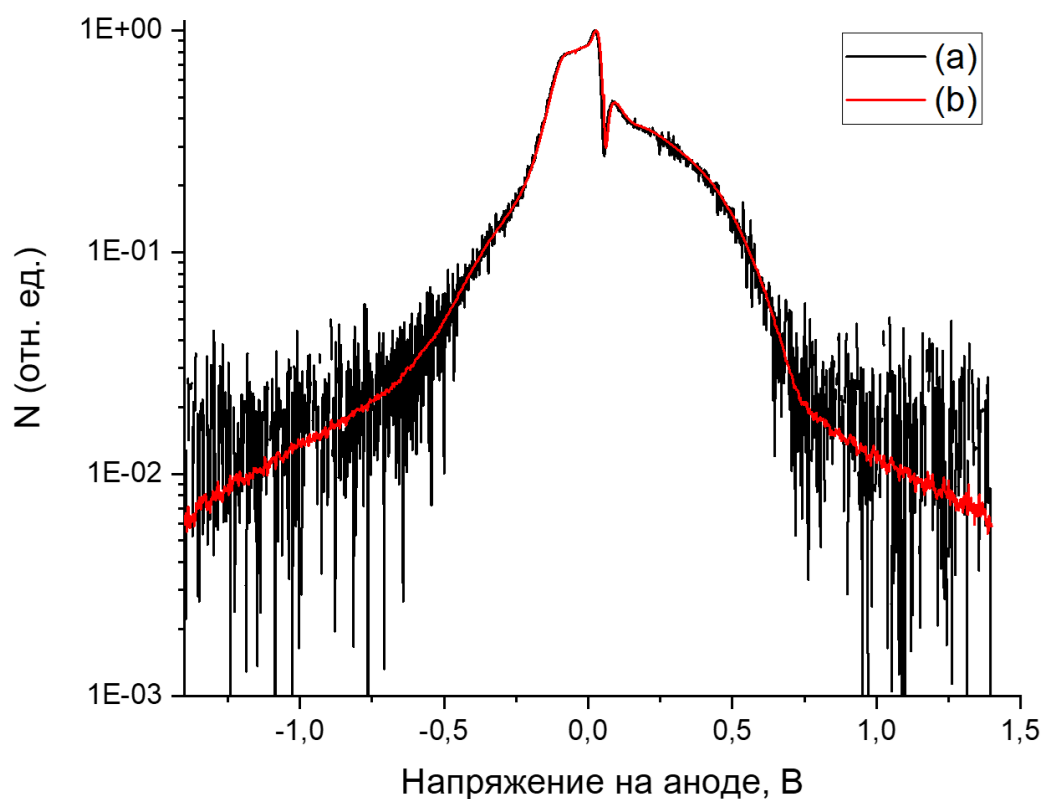


Рисунок 4.8 Сравнение производных вольт-амперной характеристики: (a) - распределение, полученное при численном дифференцировании кривой задержки, изображенной на рис. 4.4(a), (b) - распределение, измеренное экспериментально с помощью метода синхронного детектирования

4.3 Энергетическое разрешение и погрешность определения эффективного сродства

Оценка энергетического разрешения, достигаемого при анализе распределения фотоэлектронов по поперечной поверхности компоненте энергии в изучаемом фотодиоде, проводилась по наиболее резко меняющемуся участку спектров вблизи положения уровня вакуума $E_{\text{вак}}$ катода. При идеальном рассмотрении (однородность работы выхода анода и катода, отсутствие отражения и рассеяния электронов по углам при выходе в вакуум и инъекции в анод и т.д.) оно должно иметь вид функции Хевисайда, а следовательно, его производная – дельта-функции. В действительности производная энергетических распределений вблизи уровня вакуума, представленная на рис. 4.9, имеет куполообразный вид и может быть приближена функцией Гаусса. В качестве оценки энергетического разрешения была взята ширина пика на полувысоте. Её значение для разных длин волн оставалось примерно одинаковым и составило $20 \div 23$ мэВ.

Погрешность определения положения уровня вакуума определяется произвольностью его выбора, его можно оценить величиной, соответствующей полученному энергетическому разрешению. В ошибку полученного значения эффективного сродства так же вносит вклад неоднозначность определения края фотоэмиссии, точность его локализации оценим интервалом размытия графиков вблизи точки перегиба на высокоэнергичных хвостах распределений ~ 50 мэВ. Тогда погрешность определения эффективного сродства найдём как геометрическую сумму энергетического разрешения и интервала размытия, её величина составляет ~ 54 мэВ.

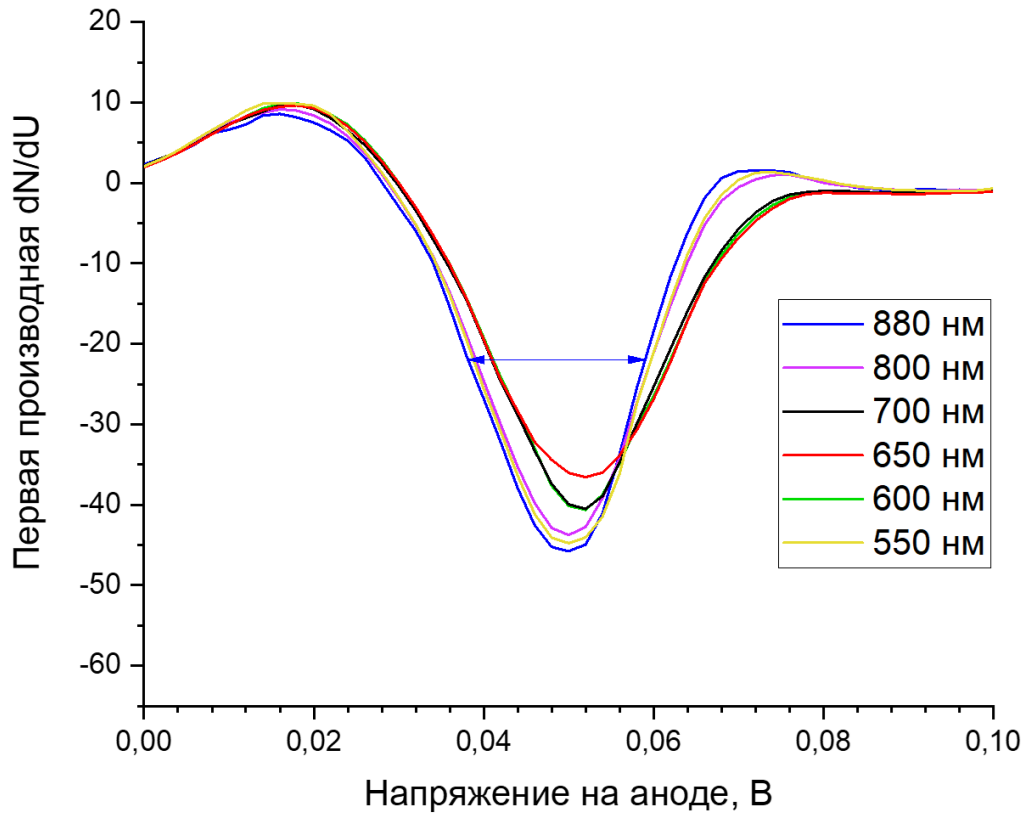


Рисунок 4.9 Участок производной dN/dU энергетического распределения фотоэлектронов, эмитированных из катода в режиме на пропускание (рис. 4.5), вблизи $E_{\text{вак}}$.

5. Заключение

В ходе работы были измерены спектральные зависимости квантового выхода фотоэмиссии из катода и анода в разных режимах работы, вольт-амперные характеристики и распределения по поперечной к поверхности электродов составляющей энергии для фотоэлектронов, эмитируемых из катода и анода, на различных длинах волн. Максимальная квантовая эффективность катода составила 30%, анода – 10%.

На энергетических распределениях были определены положения уровня вакуума и дна зоны проводимости и найдено значение эффективного электронного сродства – 0,21эВ для катода и 0,7эВ для анода.

Наблюдался эффект отражения электронов от катода и анода с отрицательным эффективным сродством, коэффициент отражения имел экспоненциальную зависимость e^{-aE} от энергии падающих электронов. Было найдено значение показателя a для электронов, отраженных от анода при освещении фотодиода через катод. Оно слабо изменялось с изменением длины волны и в среднем составило $-2,1 \text{ эВ}^{-1}$. Однако для качественного объяснения этой зависимости нужны дополнительные исследования.

Список используемой литературы

1. Орлов Д.А . - Исследование фотоэмиссии из GaAs с отрицательным электронным сродством методом спектроскопии эмитированных электронов. - диссертация. – Новосибирск: 1998, 78с, с.9
2. Casey, H. C., D. D. Sell, and K. W. Wecht, J. Appl. Phys. 46, 1 (1975) 250// <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaAs/Figs/445.gif>
3. Левинштейн М.Б, Симин Г.С.- Барьеры(От кристалла до интегральной смехы).-М.: Наука. гл. ред. физ.-мат. лит., 1987.-320с. – (Б-чка «Квант», Вып. 65)
4. Rodionov, A. A., Golyashov, V. A., Chistokhin, I. B., Jaroshevich, A. S., Derebezov, I. A., Haisler, V. A., Shamirzaev, T. S., Marakhovka, I. I., Kopotilov, A. V., Kislykh, N. V., Mironov, A. V., Aksenov, V. V., & Tereshchenko, O. E. Photoemission and Injection Properties of a Vacuum Photodiode with Two Negative-Electron-Affinity Semiconductor Electrodes. Physical Review Applied, 8(3), 1–8 (2017)// <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.8.034026>
5. Белл. Р.Л. Эмиттеры с отрицательным электронным сродством. – М.: "Энергия", 1978 г., –192с.
6. Golyashov, V. A., Rusetsky, V. S., Shamirzaev, T. S., Dmitriev, D. V., Kislykh, N. V., Mironov, A. V., Aksenov, V. V., & Tereshchenko, O. E. (2020). Spectral detection of spin-polarized ultra low-energy electrons in semiconductor heterostructures. Ultramicroscopy, 218(July), 113076. // <https://doi.org/10.1016/j.ultramicro.2020.113076>