

ИЗУЧЕНИЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Цель работы: ознакомиться с явлением фотопроводимости полупроводников, измерение спектрального распределения фотопроводимости в кристаллах сульфида кадмия (CdS).

Приборы и оборудование: решеточный монохроматор типа МСД-2 с редуктором, источник питания типа Б5 – 50, источник питания лампы накаливания ленточного типа, электрометрический усилитель типа У5 – 9 или В7 – 30, потенциометр типа КСП – 4, объективы, светофильтры, поляриод.

Внутренний фотоэффект

Внутренний фотоэффект — это процесс внутренней ионизации полупроводника под действием света, приводящий к образованию добавочных, неравновесных носителей заряда. Добавочную проводимость, обусловленную внутренним фотоэффектом, называют *фотопроводимостью*.

При внутреннем фотоэффекте первичным процессом является поглощение фотона с энергией, достаточной для возбуждения электрона в зону проводимости (переходы 1 и 3, рис. 1) или на локальные уровни энергии (переход 2, рис. 1), расположенные в запрещенной зоне полупроводника. Переход 1 приводит к образованию пары электрон—дырка, тогда как в результате переходов 2 и 3 образуются носители только одного знака.

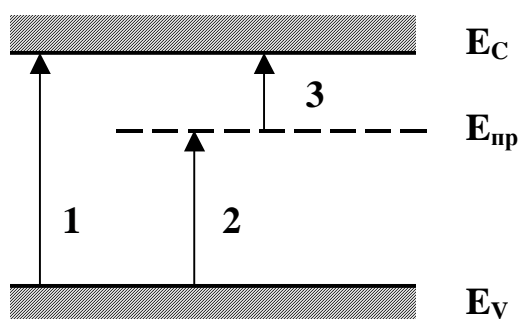


Рис. 1. Схема возможных оптических переходов в запрещенной зоне

Если оптическое возбуждение электронов происходит из валентной зоны в зону проводимости, то наблюдается собственная фотопроводимость, которую создают носители обоих знаков. При этом, очевидно, энергия фотона $h\nu$ должна быть не меньше ширины запрещенной зоны полупроводника ($h\nu \geq E_g$).

Для кристаллической решетки справедлив закон сохранения полного волнового числа k , соответствующий прямым и непрямым оптическим переходам. Если переход электрона осуществляется при взаимодействии фотона и электрона, то имеет место *прямой (вертикальный) оптический переход* (переход 1, рис. 2). Однако в кристаллической решетке значительную вероятность имеет и более сложный процесс: взаимодействие фотона, электрона и фонона (кванта колебаний кристаллической решетки). В результате такого взаимодействия электрон приобретает в основном энергию фотона и изменяет свое волновое число за счет фонона (переход 2, рис. 2). Такие переходы называют *непрямыми (невертикальными) оптическими переходами*.

При наличии сложной энергетической зоны прямым оптическим пере-

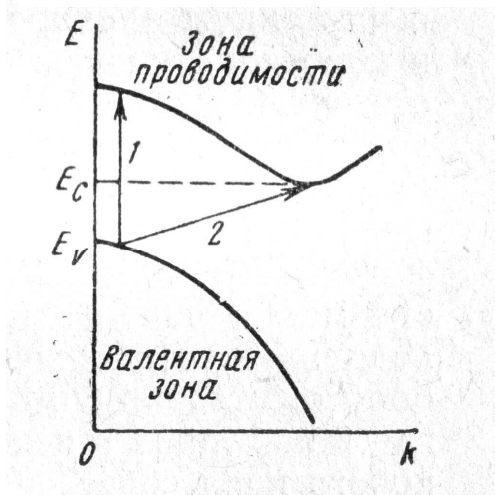


Рис. 2. Прямые 1 и не-
прямые 2 оптические
межзонные переходы

ходам может соответствовать энергия, большая, чем энергия термических переходов. Поскольку вероятность не прямых оптических переходов меньше вероятности прямых переходов, то в спектрах поглощения энергии фотонов, соответствующих прямым переходам, должно наблюдаться более или менее резкое возрастание поглощения и, следовательно, фотопроводимости.

Собственная полоса поглощения, всегда имеющая отчетливо выраженную длинноволновую границу, в принципе может иметь и коротковолновую. Однако во многих случаях зона проводимости перекрывается вышележащими разрешенными зонами, образуя сплошной спектр. Поэтому спектр поглощения и спектральная зависимость внутреннего фотоэффекта простирается далеко в коротковолновую область. Вместе с тем при больших энергиях фотонов ($h\nu \geq 2E_G$) фотопереход электрона в зону проводимости, может сопровождаться эффектом ударной ионизации, приводящей к освобождению нескольких электронов и дырок. Таким образом,

теория внутреннего фотоэффекта сводится к теории поглощения лишь в некоторой области спектра вблизи длинноволнового края собственной полосы поглощения.

Фотопроводимость

Неравновесные электроны и дырки, образованные в результате взаимодействия фотонами достаточно больших энергий, сразу же после процесса ионизации могут иметь энергии значительно большие, чем средняя энергия равновесных носителей, которая по порядку величины равна kT . Однако в результате взаимодействия с фононами и дефектами кристаллической решетки неравновесные носители заряда быстро приобретают температуру решетки, и их энергия становится равной средней тепловой энергии равновесных носителей заряда. Этот процесс происходит за время, порядка 10^{-10} сек, которое называют временем релаксации носителей заряда. Как правило, время жизни τ неравновесных носителей заряда значительно превосходит эту величину, составляя $10^{-2} - 10^{-7}$ сек, и, следовательно, большую часть времени жизни до рекомбинации их кинетическая энергия соответствует средней тепловой энергии равновесных носителей заряда. Поэтому можно считать, что распределение по энергиям неравновесных носителей заряда в зонах является таким же, как равновесных. Значит и подвижности μ , неравновесных носителей не отличаются от подвижности равновесных, так как подвижности электронов μ_n и дырок μ_p определяются характером взаимодействия носителей заряда с решеткой и зависят, в частности, от распределения носителей по энергиям.

Итак, генерация носителей заряда под действием света приводит к изменению электропроводности σ полупроводника, которая при наличии неравновесных электронов Δn и дырок Δp может быть записана в виде

$$\sigma = e [(n_0 + \Delta n)\mu_n + (p_0 + \Delta p)\mu_p], \quad (1)$$

где n_0 и p_0 – концентрации равновесных электронов и дырок.

Избыточная (неравновесная) проводимость, равная разности проводимостей полупроводника при наличии (σ) и в отсутствие (σ_0) освещения, представляет собой фотопроводимость (σ_ϕ) :

$$\sigma_\phi = \sigma - \sigma_0 = e (\Delta n \mu_n + \Delta p \mu_p). \quad (2)$$

Естественно, что концентрации неравновесных носителей Δn и Δp зависят от интенсивности и длительности освещения полупроводника .

Обозначим скорость генерации носителей заряда под действием освещения $\Delta n'$ и $\Delta p'$. Очевидно, что $\Delta n'$ и $\Delta p'$ должны быть пропорциональны световой энергии, поглощаемой в единице объема полупроводника за единицу времени. Если интенсивность монохроматического освещения слоя толщиной dx равна I , а коэффициент поглощения света равен k , то количество световой энергии, поглощаемой в единицу времени в единице объема, равно:

$$-\frac{dI}{dx} = kI$$

Таким образом, скорость генерации носителей $\Delta n'$ и $\Delta p'$ пропорциональна величине kI . Для области фундаментального поглощения

$$\Delta n' = \Delta p' = \beta k I \quad (3)$$

Коэффициент пропорциональности β называют коэффициентом квантового выхода, так как он определяет число пар носителей заряда (или число носителей заряда при примесной фотопроводимости), образуемых одним поглощенным квантом света, если интенсивность света I измерять числом квантов в секунду. Обычно коэффициент квантового выхода β не превышает единицы.

При непрерывном освещении полупроводника светом постоянной интенсивности устанавливается стационарное состояние, характеризующееся постоянной концентрацией неравновесных носителей заряда Δn и Δp . Найдем зависимость Δn и Δp от времени t и определим стационарные значения концентраций неравновесных носителей заряда, считая интенсивность света по-

стоянной во всем объеме образца, что приводит к однородной генерации носителей заряда.

Сразу же после начала освещения, по мере увеличения концентрации неравновесных носителей заряда начинает увеличиваться интенсивность процесса рекомбинации. Поскольку скорость генерации неравновесных носителей заряда остается постоянной при постоянной интенсивности освещения, то интенсивность рекомбинации скоро достигает интенсивности процесса генерации носителей, и устанавливается стационарное состояние неравновесной концентрации фотоносителей.

Изменение концентрации неравновесных носителей в единицу времени есть разность между скоростями генерации и рекомбинации носителей:

$$\frac{d \Delta n}{dt} = \beta k I - \frac{\Delta n}{\tau}. \quad (4)$$

Второй член правой части уравнения (4) учитывает уменьшение концентрации неосновных носителей заряда в результате процесса рекомбинации. Интенсивность рекомбинации можно считать пропорциональной концентрации неравновесных носителей только в том случае, если время жизни неравновесных носителей (одинаковое для электронов и дырок) τ не зависит от их концентрации.

Данное условие реализуется, когда концентрация неравновесных носителей Δn , Δp мала по сравнению с концентрацией равновесных основных носителей заряда (например, $\Delta n = \Delta p \ll p_0$), так как при этом изменением концентрации основных носителей под действием освещения можно пренебречь и считать ее постоянной. Этот случай имеет место, например, в примесном полупроводнике при генерации фотоносителей в области фундаментального поглощения при такой температуре, когда вся примесь ионизирована.

Найдем решение уравнения (4), считая, что $\Delta n = \Delta p \ll p_0$ и $p_0 \gg n_0$ и что полупроводник начинает освещаться в момент времени $t = 0$ светом постоянной интенсивности. Тогда, разделяя переменные и интегрируя с учетом начального условия $\Delta n = 0$ при $t = 0$, получаем

$$\Delta n = \tau \beta k I (1 - e^{-t/\tau}) \quad (5)$$

Установившееся значение неравновесной концентрации электронов Δn_0 определяется из (5) при $t \rightarrow \infty$:

$$\Delta n_0 = \tau \beta k I. \quad (6)$$

Если, наоборот, в образце создана стационарная концентрация неравновесных носителей Δn_0 и в момент $t = 0$ производится выключение света, то концентрация неравновесных носителей заряда спадает до нулевого значения по закону

$$\Delta n = \Delta n_0 e^{-t/\tau} = \tau \beta k I e^{-t/\tau}. \quad (7)$$

Таким образом, релаксация (т. е. нарастание и спад) неравновесной концентрации носителей заряда при мгновенном включении и выключении света происходит по экспоненциальному закону с постоянной времени τ , соответствующей времени жизни неравновесных носителей заряда.

Полученные аналитические зависимости для нарастания концентрации неравновесных носителей заряда позволяют определить закон изменения неравновесной стационарной проводимости (концентрации) от интенсивности освещения, т. е. так называемые люксамперные характеристики. При линейном законе рекомбинации, когда время жизни неравновесных носителей заряда не зависит от интенсивности освещения, люксамперная характеристика линейна, так как в соответствии с (6) стационарная неравновесная концентрация Δn_0 пропорциональна интенсивности света I .

Фотопроводимость при наличии поверхностной рекомбинации и диффузии носителей заряда

В предыдущем анализе фотопроводимости, где предполагалась однородная генерация носителей заряда по всему объему образца, не была учтена рекомбинация носителей заряда на поверхности, которая приводит к относительному уменьшению концентрации неравновесных носителей заряда вбли-

зи поверхности. Если, как и прежде, предполагать поглощение излучения равномерным, то единственным изменением, связанным с учетом поверхностной рекомбинации, в решении уравнения (5) будет замена времени жизни неравновесных носителей заряда τ на эффективное время жизни τ' :

$$\frac{1}{\tau'} = \frac{1}{\tau} + \frac{2S}{d}, \quad (8)$$

где S - скорость поверхностной рекомбинации (в предположении, что S невелико);

d - размер образца в направлении освещения.

Отношение τ к эффективному времени жизни τ' характеризует фотопроводимость образца при наличии поверхностной рекомбинации носителей заряда:

$$\frac{\tau}{\tau'} = 1 + \frac{2S\tau}{d}. \quad (9)$$

Из (9) видно, что если $S\tau \ll d$, то поверхностная рекомбинация слабо влияет на величину фотопроводимости; если же $S\tau \gg d$, то фотопроводимость оказывается в $2S\tau/d$ раз меньше, чем фотопроводимость при $S = 0$, и определяется только условиями рекомбинации носителей заряда на поверхности:

$$\frac{1}{\tau'} \approx \frac{2S}{d} \quad (10)$$

Наличие процесса поверхностной рекомбинации может оказать влияние не только на стационарное значение фотопроводимости, но и на спектральную зависимость фотопроводимости. Качественно это можно пояснить следующим образом. При измерении спектральной зависимости фотопроводимости в области края фундаментального поглощения, где коэффициент поглощения $k(\lambda)$ сильно возрастает (до 10^4 — 10^5 см⁻¹), сказываются два конкурирующих процесса. Один из них приводит к увеличению фотопроводимости за счет увеличения коэффициента поглощения $k(\lambda)$ (при условии, что образец освещается монохроматическим светом при постоянном потоке

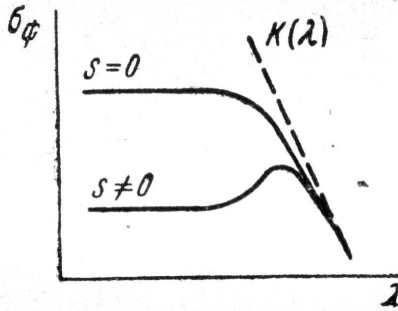


Рис. 3. Спектральная зависимость фотопроводимости вблизи края собственного поглощения

фотонов). Второй процесс состоит в относительном увеличении концентрации электронов вблизи поверхности (также за счет увеличения $k(\lambda)$), которые имеют меньшее время жизни (10), чем носители в объеме. Эти процессы могут привести к тому, что в спектральной зависимости фотопроводимости будет наблюдаться максимум фотопроводимости на краю фундаментального поглощения (рис. 3). Оче-

видно, чем больше скорость поверхностной рекомбинации S , тем сильнее будет выражен максимум фотопроводимости.

Теперь рассмотрим случай, когда падающее излучение поглощается неравномерно по толщине d образца и имеет место диффузия носителей заряда. Будем считать образец толстым, так что $d \gg 1/k$ и $d \gg L$ (L - биполярная диффузионная длина). Условие $kd \gg 1$ указывает на то, что почти все излучение поглощается в тонком поверхностном слое образца и интенсивностью излучения, отраженного от неосвещенной поверхности образца, можно пренебречь. В этом случае интенсивность излучения I' внутри образца описывается уравнением

$$I' = I(1 - R_s) e^{-kx}, \quad (11)$$

где R_s - коэффициент отражения от поверхности полубесконечного образца; I - интенсивность падающего света.

Уравнение для стационарной концентрации избыточных носителей заряда $\Delta p(x)$ в образце электронной проводимости при наличии неравномерной генерации и диффузии носителей заряда имеет вид

$$-\frac{\Delta p}{\tau} + D \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} + g e^{-kx} = 0, \quad (12)$$

где D - коэффициент биполярной диффузии электронов и дырок, $g = \beta k I'$.

Соответствующим решением уравнения (12) будет функция

$$\Delta p(x) = Ae^{-x/L} + Be^{-kx}, \quad (13)$$

где $L = (D\tau)^{1/2}$ - биполярная диффузионная длина.

Постоянный коэффициент B находят при подстановке (13) в (12):

$$B = -\frac{g\tau}{L^2k^2 - 1}. \quad (14)$$

Постоянный коэффициент A можно определить из граничного условия на освещенной поверхности (при $x = 0$)

$$D \frac{d\Delta p}{dx} = S\Delta p, \quad (15)$$

означающего, что диффузионный поток избыточных носителей к освещенной поверхности пропорционален концентрации неравновесных носителей. Поскольку роль поверхностной рекомбинации в явлении фотопроводимости была оценена ранее, положим в данном случае скорость поверхностной рекомбинации $S = 0$ и определим константу A из условия

$$\frac{d\Delta p}{dx} = 0. \quad (16)$$

Тогда распределение носителей заряда по образцу можно записать в виде

$$\Delta p(x) = \frac{g\tau}{L^2k^2 - 1} (kLe^{-x/L} - e^{-kx}). \quad (17)$$

Необходимо отметить, что если $kL \gg 1$, то избыточные носители проникают на значительно большую глубину, чем излучение, и глубина их проникновения по порядку величины равна диффузионной длине L . Интегрируя (17) по x , можно определить полную концентрацию избыточных носителей заряда Δp , принимающих участие в фотопроводимости образца в направлении y (третий размер образца в направлении z считаем равным 1):

$$\Delta p = \int_0^d \Delta p(x) dx = \int_0^\infty \Delta p(x) dx = \frac{g\tau}{L^2k^2 - 1} \int_0^\infty (kLe^{-x/L} - e^{-kx}) dx = \tau\beta I(1 - R_s) \quad (18)$$

Из (18) видно, что полная концентрация избыточных носителей пропорциональна полному числу фотонов, поглощенных единицей поверхности образца.

Примесная фотопроводимость

При наличии в запрещенной зоне полупроводника локальных примесных уровней излучение, так же как и тепловое возбуждение, может вызывать переходы электронов между примесными уровнями и зонами (рис. 1, переходы 2, 3). Поглощение и фотопроводимость, обусловленные такими переходами, называют примесными. Энергия ионизации уровней, расположенных в запрещенной зоне, естественно меньше, чем ширина запрещенной зоны E_g . Поэтому длинноволновая граница примесного поглощения и фотопроводимости

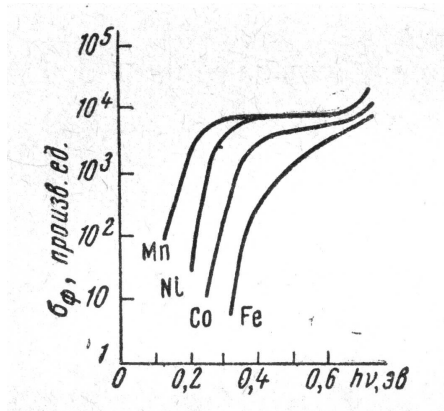


Рис. 4. Зависимость фотопроводимости германия с примесями Mn, Ni, Co и Fe от энергии фотонов $h\nu$

сдвинута в длинноволновую сторону спектра по отношению к собственному поглощению и фотопроводимости.

На рис. 4 показаны спектральные зависимости фотопроводимости германия с различными примесями. Энергия, соответствующая длинноволновой границе фотопроводимости примеси, близка к энергии ее термической ионизации.

В случае примесного поглощения интенсивность генерации носителей $\beta k I$ изменяется нелинейно с изменением интенсивности света, так как коэффициент поглощения света k в примесной области поглощения не остается постоянным (k зависит от I), а уменьшается с увеличением интенсивности света из-за заметного опустошения примесных центров. Поэтому люксамперная характеристика в области примесной фотопроводимости будет линейна лишь при малых интенсивностях света, и будет достигать насыщения для больших интенсивностей света при полном опустошении примесных центров.

Зависимость коэффициента поглощения $k(I)$ в примесной области от интенсивности излучения имеет также важное значение в процессах релакса-

ции примесной фотопроводимости. В простом случае возбуждение примесной фотопроводимости связано с появлением свободных носителей только одного знака, тогда как заряды противоположного знака остаются локализованными на атомах примеси. Поэтому процессы совместной диффузии и дрейфа пар электрон - дырка в условиях электронейтральности не могут иметь места.

Характеристикой процесса диффузии является не диффузионная длина, а дебаевская длина экранирования. При концентрациях носителей заряда, характерных для таких материалов, как германий и кремний, дебаевская длина экранирования весьма мала ($10^{-6} - 10^{-4}$ см), и, следовательно, процессы диффузии носителей заряда при их неоднородной генерации можно не учитывать.

Экспериментальная установка

В данной работе предлагается исследовать спектральное распределение фотопроводимости в образце кристалла CdS. Блок – схема экспериментальной установки для измерения спектра фотопроводимости полупроводника приведена на рис. 5. Свет от лампы накаливания (2) фокусируется объективом (3) на входную щель решеточного монохроматора (5) через светофильтр (4), который устраняет наложение спектров высших порядков на исследуемый спектральный интервал. Выходящий из монохроматора (5) свет фокусируется объективом (3) через поляризатор (6) на образец полупроводника (7), включенный в электрическую цепь постоянного тока. Фототок, возникающий в образце (7) в результате поглощения в нем света, усиливается электрометрическим усилителем (9) и регистрируется на ленте самопишущего потенциометра (10), подключенного к выходу усилителя. Питание измерительной цепи осуществляется высокостабилизированным источником напряжения (8). Поляризатор (6) служит для изменения поляризации возбуждающего фото-

проводимость света и позволяет, таким образом, исследовать поляризационные характеристики фотопроводимости в исследуемом полупроводнике.

ЗАДАНИЕ

Измерить спектральное распределение фотопроводимости в образце кристалла CdS при комнатной температуре в относительных единицах.

Измерение спектра фотопроводимости полупроводника следует проводить в следующем порядке

1. Включить питание лампы накаливания (2) и с помощью барабана длин волн монохроматора вывести на его выходную щель зеленый свет.
2. Сфокусировать свет на образец (7) так, чтобы образец был равномерно освещен монохроматическим светом.

Внимание! Во избежание влияния электрических контактов к образцу на спектры фотопроводимости необходимо избегать их освещения зондирующим светом.

3. Включить питание усилителя (9), дать ему прогреться в течении 30 минут.

Внимание! Перед включением питания усилителя необходимо убедиться, что положение переключателя чувствительности усилителя соответствует грубому пределу, а его вход закорочен.

4. Включить источник питания измерительной цепи (8), предварительно выставив на нем напряжение питания в несколько вольт. Дать прогреться ему в течении 10 минут.
5. Включить самопишущий потенциометр (10), дать прогреться ему в течении 5 минут.
6. Раскоротить вход усилителя и записать спектральное распределение фотопроводимости полупроводника на большой скорости развертки спектра (указывается лаборантом!).

7. Увеличивая чувствительность усилителя и/или напряжение питания измерительной цепи, добиться того, чтобы измеряемый сигнал в максимуме спектральной чувствительности полупроводника укладывался не менее, чем на $2/3$ шкалы самопишущего потенциометра.
8. Записать спектральное распределение фотопроводимости полупроводника при сканировании спектра как в направлении убывания длины волны возбуждающего фотопроводимость излучения, так и в направлении ее возрастания.

Измерения выполнить в двух поляризациях возбуждающего излучения: в поляризациях $E \perp C$ и $E \parallel C$. (E – электрический вектор световой волны, C – гексагональная ось кристалла).

9. По спектральному положению максимума фотопроводимости оценить ширину запрещенной зоны E_g в поляризациях $E \perp C$ и $E \parallel C$.

Найти разницу в значениях E_g для указанных поляризаций возбуждающего света. Сравнить полученную величину с величиной расщепления А- и В-подзон валентной зоны кристалла CdS.

Контрольные вопросы

1. В чем заключается явление фотопроводимости?
2. Перечислить возможные механизмы фотопроводимости.
3. Какова роль поверхностной рекомбинации в явлении фотопроводимости?

Литература

1. Практикум по полупроводникам и полупроводниковым приборам. Под ред. К.В. Шалимовой.- М.: «Высшая школа», (1968).
2. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. Физматгиз., (1963).
3. Бонч – Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников.-М.: «Наука», (1990).

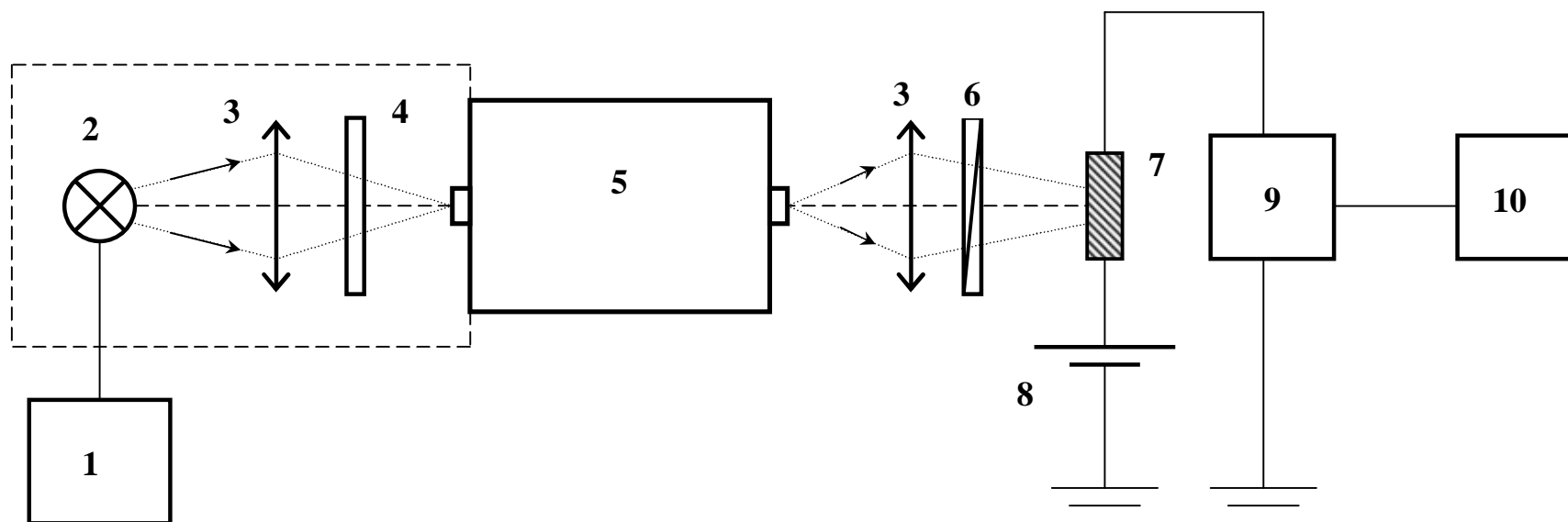


Рис. 5. Блок – схема экспериментальной установки для измерения спектров фотопроводимости.
 1 – источник питания; 2 – источник света (лампа накаливания); 3 - объективы; 4 – светофильтр; 5 – монохроматор МСД – 2; 6 – поляриод; 7 – исследуемый образец; 8 – источник питания типа Б5 – 50; 9 – электрометрический усилитель; 10 – самопишущий потенциометр КСП – 4.