

# ОПЫТ ФРАНКА И ГЕРЦА. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ



ИЗДАТЕЛЬСТВО ТГТУ



Государственное образовательное учреждение  
высшего профессионального образования  
"Тамбовский государственный технический университет"

# ОПЫТ ФРАНКА И ГЕРЦА. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Лабораторные работы  
для студентов дневного и заочного отделений  
всех специальностей



---

Тамбов  
Издательство ТГТУ  
2006

УДК 519.281.681.321  
ББК В31я73-5  
О-62

Утверждено Редакционно-издательским советом университета

Рецензент  
Доктор педагогических наук, профессор  
*Н.Я. Молотков*

Составители:  
*Ю.М. Головин, В.Н. Холодильн,*  
*И.А. Осипова, О.В. Исаева*

О-62 Опыт Франка и Герца. Исследование теплоемкости твердых тел: Лабораторные работы / Ю.М. Головин, В.Н. Холодилин, И.А. Осипова, О.В. Исаева. Тамбов: Изд-во Тамб. гос. тех. ун-та, 2006. 28 с.

Даны лабораторные работы, содержащие описание физических процессов, протекающих в опыте Франка и Герца, а также исследование теплоемкости твердых тел с применением компьютеров.

Предназначены для студентов дневного и заочного отделений всех специальностей.

УДК 519.281.681.321

ББК В31я73-5

© Тамбовский государственный  
технический университет (ТГТУ), 2006

Учебное издание

# ОПЫТ ФРАНКА И ГЕРЦА. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Лабораторные работы

Составители:

*Головин* Юрий Михайлович,  
*Холодилин* Валерий Николаевич,  
*Осипова* Ирина Анатольевна,  
*Исаева* Ольга Вячеславовна

Редактор З.Г. Чернова

Компьютерное макетирование Е.В. Кораблевой

Подписано к печати 04.04.2006

Гарнитура Times New Roman. Формат 60 × 84/16. Бумага газетная.

Печать офсетная. Объем: 1,63 усл. печ. л.; 1,65 уч.-изд. л.

Тираж 150 экз. С. 185<sup>М</sup>

Издательско-полиграфический центр ТГТУ  
392000, Тамбов, Советская, 106, к. 14



$$E_e = 4,88 \text{ эВ} \quad \lambda = \frac{hc}{E_e} = 253,6 \text{ нм}$$

$$E_1 = -10,42 \text{ эВ}$$

Из рисунка также видно, что энергия ионизации атома ртути равна 10,42 эВ.

А теперь вернемся к результату опыта Франка и Герца.

Если мы будем производить бомбардировку атомов свободными электронами, то при определенной энергии электронов, равной (или большей) разности энергий между какими-либо двумя атомными уровнями, может происходить возбуждение атомов с переходом их внутренних электронов на уровень с более высокой энергией. При этом бомбардирующие (свободные) электроны будут терять свою энергию (согласно закону сохранения энергии). Именно это явление и наблюдалось в опытах Франка и Герца.

## 2 СХЕМА ОПЫТА

Схема опыта Франка и Герца представлена на рис. 2.

Основным устройством является наполненный парами ртути триод. Первый электрод (нить накаливания) является источником электронов. Разность потенциалов между нитью и сеткой  $V_y$  (ускоряющее напряжение) сообщает электронам заданную энергию  $eV_y$ . (Здесь  $e$  – заряд электрона). Задерживающее напряжение  $V_z$  между сеткой и анодом служит для определения энергии электронов, потерявших скорость после неупругих столкновений. Это значит, что если известна энергия электрона до ( $eV_y$ ) и после ( $eV_z$ ) столкновения с атомом ртути, то можно установить величину энергии, переданной атому в процессе столкновения.

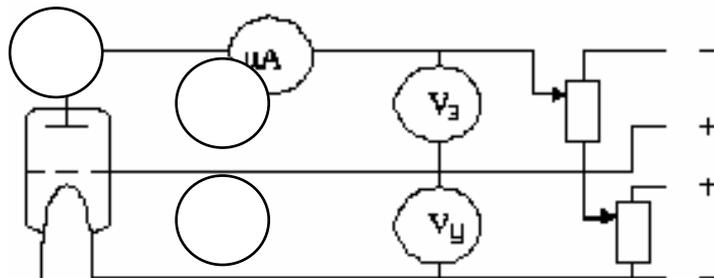


Рис. 2 Схема опыта Франка и Герца

Микроамперметр  $\mu\text{A}$  измеряет силу тока в цепи. В опытах Франка и Герца измерялась зависимость силы тока от ускоряющего напряжения  $V_y$  при фиксированном (постоянном) задерживающем  $V_z$ . Для успеха опыта необходимо тщательно изолировать сосуд от внешней среды, обеспечить отсутствие газовых примесей внутри лампы, а также удалить со стенок лампы и электродов примеси и загрязнения. Зависимость силы тока от ускоряющего напряжения носит название *анодной характеристики*.

В настоящей работе также изучается зависимость силы тока от задерживающего напряжения при постоянном ускоряющем напряжении. Такая зависимость называется *характеристикой задержки*. По характеристике задержки можно судить о функции распределения электронов по энергиям и определить вероятность упругих и неупругих взаимодействий.

### 3 АНОДНАЯ И ЗАДЕРЖИВАЮЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКИ

В работе анодная характеристика регистрируется при постоянном значении напряжения задержки  $V_3$  0,5...2 В путем изменения ускоряющего напряжения  $V_y$  в пределах 0...24 В, при температуре  $t = 20$  и  $80$  °С.

Характеристика задержки регистрируется при постоянном значении ускоряющего напряжения  $V_y$  8...12 В, путем изменения напряжения задержки  $V_3$  в пределах 0...24 В, при температуре  $t = 80$  °С.

#### 3.1 Анодная характеристика в вакууме

В случае вакуумного триода (т.е. не заполненного газом) анодная характеристика имеет вид кривой насыщения (см. рис. 3). Ни один электрон не может пройти сквозь задерживающее поле до тех пор, пока его энергия меньше чем  $eV_3$ . Таким образом, при  $V_y < V_3$  ток равен нулю. При  $V_y > V_3$  ток начинает быстро возрастать и затем достигает насыщения. При дальнейшем увеличении ускоряющего потенциала  $V_y$  ток практически не меняется.

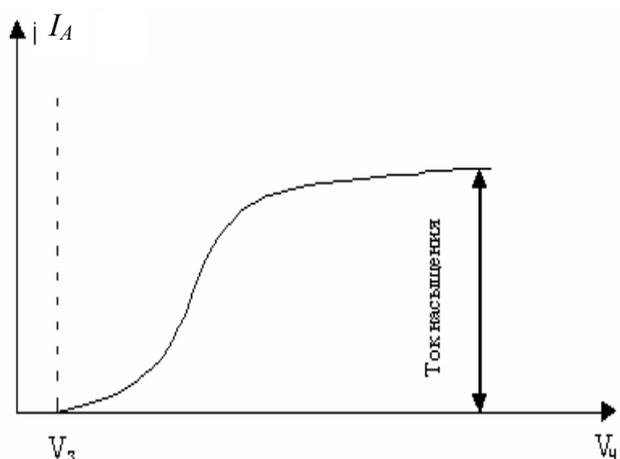


Рис. 3 Анодная характеристика вакуумного триода

Физика такой зависимости может быть объяснена следующим образом. Нагретая нить испускает некоторое количество электронов с различными энергиями, которые создают заряженное облако, искажающее электрическое поле между электродами. Кроме того, электроны имеют различные энергии, отвечающие некоторой функции распределения по энергиям. Именно по этим причинам при превышении  $V_y$  над  $V_3$  не все электроны одновременно покидают область вблизи испускающей их нити. Лишь часть их формирует электронный ток в системе. Однако с дальнейшим повышением ускоряющего напряжения все больше электронов покидают область вблизи нити накаливания и, наконец, при некотором значении  $V_y$  все электроны, испускаемые нитью в единицу времени, участвуют в формировании электронного тока. Дальнейшее увеличение напряжения  $V_y$  не может уже более увеличивать ток, поскольку "резерв" электронов исчерпан.

#### 3.2 Анодная характеристика при наличии паров ртути

В данной лабораторной установке пары ртути внутри триода создаются испарением капли жидкой ртути при увеличении температуры специального нагревательного элемента по-

средством увеличения проходящего через него электрического тока. Возможны режимы работы при температуре паров ртути 20, 80 и 150 °С.

При 20 °С концентрация паров ртути столь мала, что триод работает практически как вакуумный. Анодная характеристика при 20 °С имеет вид характеристики вакуумного триода (рис. 3).

При наличии паров ртути внутри триода (например, паров ртути) вид анодной характеристики существенно меняется. Возникает один или несколько максимумов и минимумов прежде, чем ток выходит на насыщение (см. рис. 4) Можно заметить, что расстояние между максимумами по оси напряжений одно и то же и равно для паров ртути 4,9 В. Говоря иначе, первый максимум наблюдается при ускоряющем напряжении 4,9 В, второй максимум – при  $V_y = 9,8$  В. Разумеется, данные значения будут наблюдаться при значении задерживающего напряжения  $V_3 = 0$ . При  $V_3$  не равном нулю значение  $V_3$  будет добавляться к соответствующим значениям  $V_y$ , т.е. первый максимум будет наблюдаться при  $V'_p = 4,9$  В +  $V_3$  и т.д. Причина возникновения максимумов на анодной характеристике состоит в резонансном взаимодействии электронов, ускоренных напряжением  $V_y$ , с атомами ртути.

Взаимодействие электронов с атомами ртути в условиях данного опыта бывает двух типов. Первый тип – это упругое рассеяние электрона на атоме. Напомним, что удар называется *абсолютно упругим*, если кинетическая энергия электронов, участвующих в столкновении, не изменяется, а лишь перераспределяется между ними. Напротив, в случае неупругого удара, часть первоначального запаса кинетической энергии электронов переходит в другие формы, частично идет на возбуждение внутренних степеней свободы – колебаний ядер относительно положений равновесия и переходов электронов с одних энергетических уровней на другие.

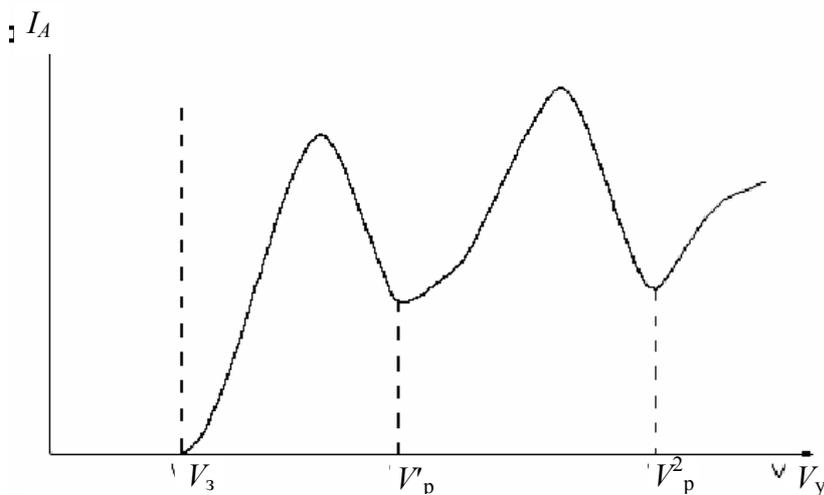


Рис. 4 Анодная характеристика при наличии паров ртути

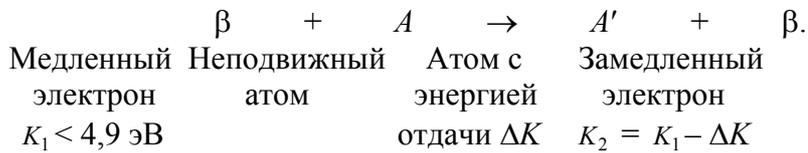
Отметим, что электрон ускоренный напряжением 4,9 В, приобретает энергию в 4,9 эВ, что соответствует энергии электронного перехода  $\Delta E = E_2 - E_1$  в атоме ртути. При меньших ускоряющих напряжениях электронных переходов с уровня на уровень в атомах ртути не происходит, и все столкновения электронов с атомами носят упругий характер. При этом, поскольку масса атома много больше массы электрона, скорость электрона меняется только по направлению, но не меняется по величине. Это означает, что электроны практически не теряют свою энергию и зависимость тока от ускоряющего напряжения имеет характер растущей кривой.

Рассмотрим случай, когда пучок медленных электронов проходит через пары ртути, находящиеся под низким давлением. Если кинетическая энергия электронов меньше 4,9 эВ, то столкновение таких электронов будут упругими, т.е. кинетическая энергия поступательного движения электронов будет оставаться неизменной. Потеря электронами некоторой части кинетической энергии может быть найдено по формуле (вывод можно сделать самостоятельно)

$$\Delta K = \frac{4mM}{(m+M)^2} K = \frac{4m}{M} K,$$

где  $m$  – масса электрона;  $M$  – масса атома ртути;  $K = \frac{1}{2}mv^2$  – кинетическая энергия налетающего электрона.

Поскольку  $m \ll M$ , то потеря кинетической энергии  $\Delta K$  весьма мала. Энергия  $\Delta K$  передается атому ртути и проявляется как его энергия отдачи, что схематически может быть представлено следующим образом:



Значение  $\Delta K$  настолько мало, что электрон до полной остановки испытывает значительное число столкновений, двигаясь при этом по зигзагообразной траектории, достигая анода.

Однако, если кинетическая энергия электрона превышает  $E_2 - E_1 = 4,9$  эВ (см. рис. 1), то возможны неупругие столкновения, сопровождающиеся передачей части его кинетической энергии атому ртути с переходом электрона в атоме ртути из основного состояния в первое возбужденное с энергией  $E_2$ . Кинетическая энергия  $K_2$  электрона после неупругого столкновения равна

$$K_2 = K_1 - (E_2 - E_1) = K_1 - 4,9 \text{ эВ},$$

и если она меньше энергии задержки ( $eV_3$ ), то электроны не долетят до анода.

Поскольку время жизни атома в возбужденном состоянии очень мало ( $\approx 10^{-8}$  с), то практически сразу же после столкновения возбужденный атом  $A'$  вернется в основное состояние, испустив при этом фотон с энергией  $E_2 - E_1 = 4,9$  эВ и длиной волны  $\lambda = 253,6$  нм.

При достижении резонансного значения ускоряющего напряжения большое количество электронов отдает свою энергию атомам ртути. Они уже не могут достичь анода и не участвуют в формировании тока. Поэтому за максимумом следует минимум (провал) по току.

Дальнейшее увеличение ускоряющего напряжения вновь приводит к росту тока. Тем самым при значении  $V_p^2 = 9,8 + V_3$  В электроны, которые один раз потеряли свою энергию в резонансном неупругом столкновении, снова набирают энергию, достаточную для повторного резонансного взаимодействия. Мы наблюдаем второй максимум.

С увеличением температуры паров ртути вид анодной характеристики изменяется. Положения максимумов по оси напряжений, разумеется, измениться не могут, однако сами величины максимумов и особенно минимумов тока претерпевают изменения. С ростом температуры они уменьшаются. Напомним, что начало характеристики не совпадает с началом координат из-за контактной разности потенциалов между катодом и сеткой, а также задерживающего напряжения  $V_3$ , поэтому измерение резонансного потенциала следует проводить по разности  $V_p^2 - V_p^1$ .

### 3.3 Характеристика задержки и функция распределения электронов по энергиям

Вид характеристики задержки с параметрами установки  $t = 80$  °С,  $V_y = 4$  В,  $V_3 - 0 \rightarrow 24$  В представлен на рис. 5.

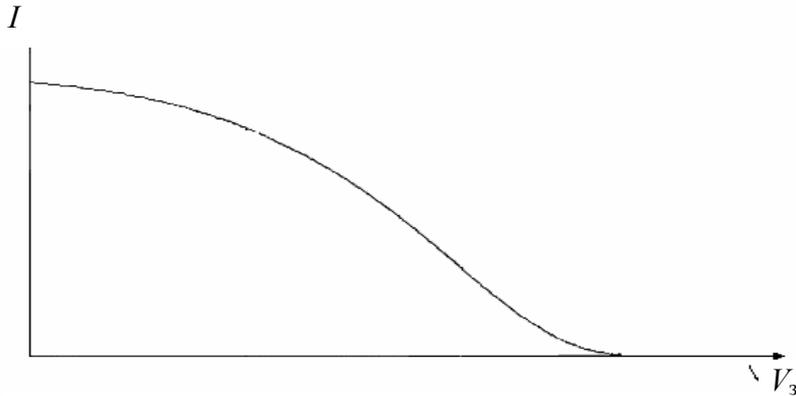


Рис. 5 Характеристики задержки вакуумного триода

Как уже отмечалось выше, тот факт, что ток не падает до нуля непосредственно сразу после превышения напряжения задержки над ускоряющим напряжением, объясняется существованием распределения электронов по энергиям. Не все электроны имеют одну энергию, и чем уже распределение их по энергиям, тем круче будет падение тока на характеристики задержки. При данном фиксированном  $V_y$  напряжение задержки  $V_3 > V_y$  отсекает электроны с энергией, меньшей либо равной

$$E = e(V_3 - V_y).$$

Пусть количество таких электронов, пролетающих через триод в единицу времени (и не достигающих анода по причине действия задерживающего потенциала), равно  $N(E)$ . По определению функция распределения электронов по энергиям равна

$$f(E) = -dN(E)/dE.$$

С другой стороны, значение тока при данном значении задерживающего напряжения пропорционально  $N_0 - N(E)$ , где  $N_0$  – полное количество электронов, формирующих ток при равном нулю напряжении задержки. Кроме того,  $dE \sim e dV$ , следовательно  $f(E) = dN(E)/dE = -dI/dV$ . Говоря иначе, функция распределения электронов по энергиям равна производной тока по напряжению задержки.

Напомним, что при записи характеристики задержки ускоряющее напряжение  $V_y$  является параметром. В зависимости от его соотношения с резонансным напряжением вид характеристики задержки при наличии паров ртути будет различным.

При  $V_y < V_p$  неупругих соударений очевидно нет и характеристика задержки будет такой же, как в случае вакуумного триода, т.е. ток в триоде определяется только электронами, которые испытывают упругие столкновения  $I_a = I_y$  (см. рис. 5).

Если же  $V_y > V_p$ , то на графике характеристики задержки появляется дополнительная ступенька (см. рис. 6). Запись характеристики, произведенная при  $t = 80$  °С,  $V_y = (8...10)$  В,  $V_3 = (0...24)$  В, дает наглядную картину.

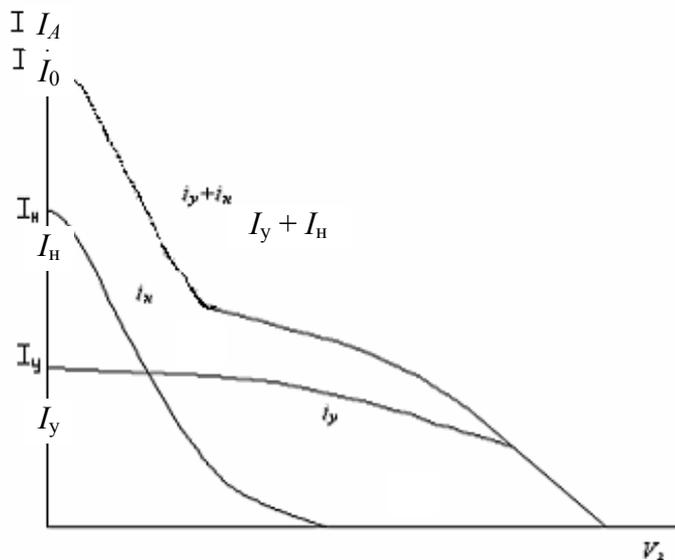


Рис. 6 Характеристика задержки при  $V < V_3$

Это изменение в сравнении с рассмотренным ранее  $V_3$  учтем также может быть объяснено с привлечением модели полного тока электронов как суммы "упругого" и "неупругого" токов, т.е. если весь ток электронов условно разделить на две компоненты, то  $I_a = I_y + I_n$ . При превышении определенного значения напряжения задержки электроны неупругой компоненты тока  $I_n$ , потерявшие свою энергию в результате соударения с атомами ртути, не попадут на сетку. В результате этого их вклад в анодный ток резко уменьшится, и значение анодного тока станет равно значению тока упругой компоненты.

При повышении давления паров ртути с повышением температуры "неупругий" ток будет значительно больше "упругого", вероятность взаимодействия увеличится, в результате чего "плато" на графике характеристики задержки будет отсутствовать. Даже малое напряжение задержки в этом случае будет отправлять практически весь ток электронов на сетку, и характеристика задержки будет иметь вид падающей кривой (рис. 5).

## 4 УЧЕБНЫЙ ЛАБОРАТОРНЫЙ КОМПЛЕКС "ОПЫТ ФРАНКА И ГЕРЦА"

Учебный лабораторный комплекс "Опыт Франка и Герца" представляет собой действующую модель "Опыта Франка и Герца", полностью соответствующую своему лабораторному прототипу. Комплекс состоит из приборного блока и персонального компьютера (возможен и бескомпьютерный вариант). Компьютер управляет приборным блоком, выводит на экран по команде вольтамперные характеристики в динамическом режиме, производит запись результатов эксперимента, предлагает пользователю математический инструмент для обработки данных и математический аппарат для выявления физических закономерностей, полученных в результате эксперимента.

### 4.1 Приборная часть

Приборный блок состоит из двух модулей: модуля трехэлектродной лампы и модуля управления.

*Модуля трехэлектродной лампы* (рис. 7) представляет собой бокс, внутри которого находится трехэлектродная лампа. На передней панели бокса имеется окно для наблюдения работы лампы, стандартная схема трехэлектродной лампы с гнездами для кабельных соединений с блоком управления (катод, сетка, анод, земля) и кнопки нагрева баллона лампы ( $t = 20, 80, 150$  °C).



Рис. 7 Внешний вид модуля трехэлектродной лампы

Модуль управления (рис. 8) представляет собой систему связи с компьютером и управления работы трехэлектродной лампы.

На передней панели расположены:

- 1) ручки потенциометров ("грубо", "точно"), изменяющих разность потенциалов катод-сетка  $V_y$  (ускоряющий потенциал) и сетка-анод  $V_3$  (задерживающий потенциал);
- 2) кнопки включения блоков питания: БН – блока накала; БУ – блока ускорения (катод-сетка); БЗ – блока задержки (сетка-анод); сеть;
- 3) индикатор: в верхней строке индикатора фиксируется анодный ток, а в нижней  $V_y$  и  $V_3$  соответственно;
- 4) электрическая схема установки и гнезда подключения к модулю лампы.



Рис. 8 Внешний вид модуля управления

## 4.2 Компьютерно-программная часть

Проведение эксперимента и обработка результатов в данной лабораторной работе осуществляется с использованием управляющей компьютерной программы. После задания режима работы компьютерная программа сама осуществляет изменение ускоряющего или задерживающего напряжения и запись анодной характеристики или характеристики задержки соответственно. Значение ускоряющего или задерживающего напряжения может быть установлено на электронном блоке с помощью специальных регуляторов. При необходимости ускоряющее и задерживающее напряжения можно менять вручную и снимать значения тока с электронного индикатора непосредственно без использования компьютера.

*Описание экрана.* В верхней строке расположены значки различных процедур, выполняемых на текущем экране, так называемая панель инструментов, список которых представлен в табл. 1.

### 1 Список инструментов

Значок	Пояснения
Гиперссылка	Вход в оглавление текущего раздела программы
Светофор	Установка параметров и начало записи вольт-амперной характеристики
Дискета	Сохранение набранной характеристики
Папка	Открыть один файл в окне
Две папки	Открыть второй файл в окне
Принтер	Печать
Стрелка	Возврат в предыдущее окно
Знак вопроса	Контекстно-зависимая справка
Молоток	Настройка параметров вывода на экран сохраненных характеристик

В нижней части экрана расположена подсказка.

## 5 ЭКСПЕРИМЕНТ

### 5.1 Подготовительный этап

- 1 Загрузите компьютер.
- 2 Выберите на рабочем столе ярлык "Опыт Франка и Герца".
- 3 Включите установку (сеть и три кнопки слева на панельной доске).
- 4 Введите имя и группу.

### 5.2 Настройка и запись вольтамперных характеристик

1 В содержании выберите настройку вольтамперных характеристик. Вращая ручки потенциометров, установите задерживающий потенциал  $U_3 = 2$  В, ускоряющий потенциал  $U_y = 0$  В и температуру  $T = 20$  °С. получите на экране анодные характеристики. Убедитесь, что она имеет вид кривой насыщения, сравните с рис. 3.

2 Используя гиперссылку, выйдите в основное меню, выберите запись вольтамперной характеристики и сохраните получившуюся анодную характеристику (светофор), не изменяя шаг, выбрав значок установки параметров, запишите анодную характеристику.

3 Выбрав значок сохранения набранной характеристики, сохраните данные.

4 Вернитесь в предыдущее окно (стрелка), а затем в основное меню (гиперссылка).

5 Повторите пункты 1 – 4 для настройки и записи вольтамперной характеристики при задерживающем потенциале  $U_3 = 2$  В, ускоряющем потенциале  $U_y = 0$  В и температуре  $t = 80$  °С.

6 Повторите пункты 1 – 4 для настройки и записи вольтамперной характеристики при задерживающем потенциале  $U_3 = 0$  В, ускоряющем потенциале  $U_y = 8...10$  В и температуре  $T = 80$  °С.

### 5.3 Исследование и печать вольтамперных характеристик

1 В основном меню выберите исследование вольтамперных характеристик.

2 Загрузите анодную характеристику при температуре  $t = 20$  °С.

3 Выбрав значок настройки параметров вывода, выберите два окна с характеристиками.

4 Откройте вторую папку, выберите анодную характеристику при температуре  $t = 80$  °С.

5 Выбрав соответствующий значок, распечатайте анодные характеристики.

6 В файле выберите команду вернуться.

7 В настройках выберите окно с характеристикой и производной, загрузите вольтамперную характеристику задержки, выведите на печать.

### 5.4 Определение первого резонансного потенциала возбуждения атомов ртути и расчет длины волны соответствующего перехода

1 По полученным данным определите резонансный потенциал. Измерения следует проводить по разности  $V_p^2 - V_p^1$ .

2 Рассчитайте длину волны обратного перехода

$$\lambda = \frac{hc}{eU_{\text{рез}}}.$$

Сравните с табличным значением, равным  $\lambda = 253,6$  нм.

### 5.4 Расчет вероятности упругого и неупругого взаимодействий электронов с атомами ртути

1 Рассчитайте площадь под кривой производной задерживающей характеристики и получите значение тока, определяемого количеством электронов, участвующих в упругом и неупругом взаимодействиях.

2 Полученные значения тока разделите на общее значение тока, определяемого из характеристики задержки по графику рис. 6 при  $V_3 = 0$  В.

Заметим, что такая методика имеет право на существование.

Функция распределения электронов по энергиям нам не известна, она представлена лишь графиком первой производной  $f(E) = \frac{dI}{dV}$ . Тогда, если известен график, например производной для неупругих взаимодействий, можно написать

$$I_n \cong eI_n = \int_{V_3}^{V_2} \frac{dI_n}{dV} dV,$$

что определяется площадью под графиком  $f(E_n)$ .

## 5 КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

- 1 Сформулируйте постулаты Бора.
- 2 Суть опытов Франка и Герца.
- 3 Объясните различие анодной характеристики вакуумного триода и при наличии паров ртути.
- 4 Выведите соотношение для расчета потери энергии электрона в результате неупругого удара с атомом ртути.
- 5 Объясните вероятностный характер процесса упругого и неупругого взаимодействий.

### Лабораторная работа 2

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 350...900 К

**Цель работы:** определить теплоемкость и коэффициент теплопередачи металлов методом охлаждения, провести проверку выполняемости закона Дюлонга и Пти.

**Приборы и принадлежности:** набор образцов, электропечь, ЛАТР, термомпара, потенциометр КСП-4 или милливольтметр градуированный по хромель-копелевой термопаре МПП-154М, секундомер.

### 1 ОБЩИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Согласно классической теории теплоемкости молярная теплоемкость кристаллических тел при высоких температурах одинакова и равна 25 Дж/(моль · К) (закон Дюлонга и Пти). Этот закон может быть выведен теоретически. В классической теории теплоемкости кристалл рассматривается как совокупность атомов (молекул), совершающих колебания с одной и той же частотой около положения равновесия, совпадающего с узлами кристаллической решетки. Каждый атом обладает тремя колебательными степенями свободы. По закону равномерного распределения энергии по степеням свободы на каждую степень свободы приходится энергия, равная  $\frac{1}{2}kT$  ( $U_0 = \frac{1}{2}kT$ );  $k$  – постоянная Больцмана. Полная энергия колеблющейся частицы складывается из периодически меняющихся потенциальной и кинетической энергий, средние значения которых равны друг другу  $\langle E_k \rangle = \langle E_n \rangle$ . На все три колебательные степени свободы приходится энергия  $U_3 = 3U_1 = 3kT$ . В одном моле содержится  $N_a$  атомов ( $N_a$  – число Авогадро), тогда внутренняя энергия моля кристалла равна  $U = 3kTN_a = 3RT$ , где  $kN_a = R$ ,  $R = 8,31$  Дж/(моль · К) – газовая постоянная.

Поскольку твердые тела обладают малым коэффициентом термического расширения и, следовательно, мало увеличиваются в объеме при нагревании, для них часто не различают теплоемкость при постоянном объеме от теплоемкости при постоянном давлении, а говорят просто о теплоемкости твердого тела  $C$ , которая численно равна первой производной от внутренней энергии тела по температуре

$$C = \frac{dU}{dT}.$$

Подставляя в выражение для теплоемкости значение внутренней энергии твердого тела, найдем

$$C = 3R,$$

а с учетом числового значения  $R$ , получим  $C = 25$  Дж/(моль · К).

Таким образом, при достаточно высокой температуре атомная теплоемкость всех твердых тел слабо зависит от температуры и равна  $3R$ .

Этот закон был открыт эмпирически еще в XIX веке Дюлонгом (1785 – 1838 гг.) и Пти (1791 – 1820 гг.) и носит их имя (закон Дюлонга и Пти). Величины, приведенные в табл. 1, убеждают в том, что во многих случаях закон Дюлонга и Пти удовлетворительно выполняется и, следовательно, для указанных в таблице веществ колебания атомов уже при комнатной температуре можно считать независимыми. В то же время имеются такие вещества, как, например, алмаз или бор, для которых измеренное при комнатной температуре значение теплоемкости существенно отличается от  $3R$ .

Для этих веществ, очевидно, комнатная температура, недостаточно высока, для того чтобы считать колебания атомов независимыми.

В случае твердых соединений, элементарная ячейка которых состоит из двух атомов, например KCl, PbO и т.д., атомная теплоемкость согласно этому правилу должна равняться  $6R$ , а для твердых соединений, с ячейкой из трех атомов, например CaCl<sub>2</sub>, PbCl<sub>2</sub> и т.д., соответственно  $9R$ . В табл. 2 приведены величины теплоемкостей некоторых соединений, подтверждающие сформулированное правило.

На рис. 1 изображены экспериментальные кривые изменения теплоемкости твердого тела при разных температурах. При сравнительно высоких температурах теплоемкость твердого тела не зависит от температуры. Эту область описывает закон Дюлонга и Пти.

### 1 Теплоемкость твердых тел

Вещество	Атомная теплоемкость
Алюминий	$3,07R$
Железо	$3,18R$
Медь	$2,95R$
Кремний	$2,34R$

### 2 Молекулярная теплоемкость химических соединений в твердом состоянии

Соединение	Молекулярная теплоемкость
PbO	$5,78R$
AgCl	$6,29R$
BaCl <sub>2</sub>	$9,3R$

$C$ ,  
Дж/(моль К)

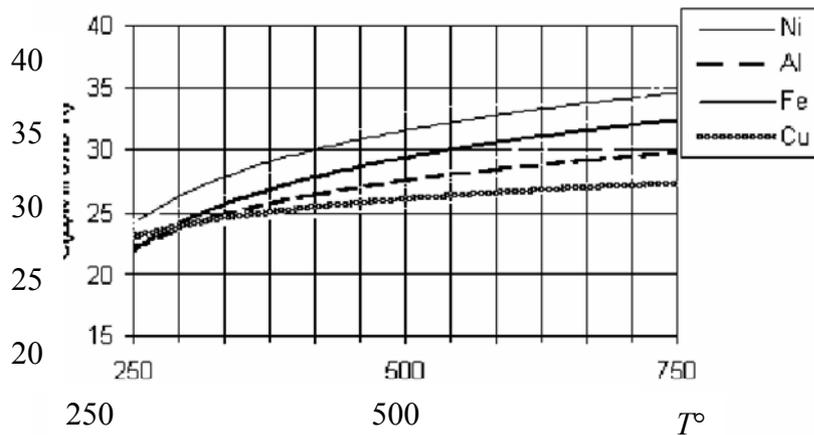


Рис. 1 Изменение теплоемкости твердых тел при изменении температуры

Однако, как показывает опыт, постоянство теплоемкости твердых тел нарушается при понижении температуры. Теплоемкости твердых тел уменьшаются при понижении температуры, стремясь к нулю при приближении температуры к абсолютному нулю. Вблизи абсолютного нуля молярная теплоемкость всех тел пропорциональна  $T^3$ .

Теория теплоемкости твердых тел была выполнена Эйнштейном и Дебаем. В основу своей теории Эйнштейн положил довольно грубую модель твердого тела, приняв, что атомы в решетке совершают независимые друг от друга упругие колебания. Согласно этому тепловые свойства решетки, состоящей из  $N$  атомов, можно рассматривать как свойство системы, состоящей из  $3N$  независимых гармонических осцилляторов, имеющих одну и ту же собственную частоту колебаний  $\nu$ . Считая, что энергия осциллятора квантуется и она, если отсчитывать от нулевого уровня, равна  $\varepsilon = n h \nu$ , где значениям  $n$  равным 0, 1, 2... соответствуют различные уровни энергии осциллятора. Основываясь на распределении Больцмана, Эйнштейн вывел среднюю энергию квантового осциллятора

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{h\nu}{\left( e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right)}$$

Тогда энергия одного моля вещества равна  $U = 3N_a \frac{h\nu}{\left( e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right)}$ , а для теплоемкости получаем

$$C = \frac{dU}{dT} = \frac{3N_a k \left( \frac{h\nu}{kT} \right)^2 e^{\frac{h\nu}{kT}}}{\left( e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right)^2}$$

Эта формула описывает уменьшение теплоемкости в области низких температур. В то же время в области высоких температур она переходит в закон Дюлонга и Пти. В дальнейшем зависимость теплоемкости от температуры была уточнена Дебаем.

## 2 ТЕОРИЯ МЕТОДА И ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

В настоящей работе для определения молярной теплоемкости различных веществ использован закон охлаждения Ньютона.

Всякое тело, имеющее температуру выше окружающей среды, будет охлаждаться, причем скорость охлаждения зависит от величины теплоемкости тела и коэффициента теплоотдачи.

Если взять два металлических стержня определенной формы, то, сравнивая кривые охлаждения (температуры как функции времени) этих образцов, один из которых служит эталоном (его теплоемкость и скорость охлаждения должны быть известны), можно определить теплоемкость другого, определив скорость его охлаждения.

Количество тепла  $dQ$ , теряемого объемом  $V$  металла за время  $dt$ , по уравнению теплового баланса можно выразить при остывании на  $dT$  градусов как

$$dQ = -C\rho dT = -C\rho \frac{dT}{dt} V dt, \quad (1)$$

где  $C$  – теплоемкость металла;  $\rho$  – его плотность;  $dT$  – понижение температуры образца (можно считать температуру одинаковой во всех точках образца, так как линейные размеры тела малы, а теплопроводность металла велика). Величину  $dQ$  можно подсчитать, кроме того, из закона охлаждения Ньютона

$$dQ = \alpha(T - T_0)S dt, \quad (2)$$

где  $S$  – площадь поверхности образца;  $T_0$  – температура окружающей среды;  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи.

Приравняем выражения (1) и (2), получим

$$-C\rho \frac{dT}{dt} V dt = \alpha(T - T_0)S dt. \quad (3)$$

Полагая, что  $\frac{dT}{dt}$ ,  $C$ ,  $\rho$ ,  $\alpha$ ,  $T$  и  $T_0$  не зависят от координат точек поверхности образца? напишем соотношение (3) для двух образцов (эталон – медь и любого другого по выбору исследователя), у которых  $S_1 = S_2$ ,  $\alpha_1 = \alpha_2$  в малом интервале температур, нагретых до одинаковой температуры  $T_1 = T_2 = T_n$ . Делением одного выражения на другое получим

$$C_1 = C_2 \frac{m_2 \left( \frac{dT}{dt} \right)_2}{m_1 \left( \frac{dT}{dt} \right)_1}, \quad (4)$$

где  $m_1$  – масса стального (алюминиевого) образца;  $m_2$  – масса медного образца;  $\left( \frac{dT}{dt} \right)_2$  – скорость остывания медного образца;  $\left( \frac{dT}{dt} \right)_1$  – скорость остывания стального (алюминиевого) образца.

В данной работе определение теплоемкости металлов производится на установке, представленной на рис. 2.



Рис. 2

Электродпечь  $A$  смонтирована на скамье, по которой она может перемещаться вправо и влево. Образец  $B$  (тоже может перемещаться) представляет собой цилиндр длиной 30 мм и диаметром 5 или 10 мм с высверленным каналом с одного конца, в который вставлена термопара. Концы термопары подведены к милливольтметру  $C$  или потенциометру  $D$ , который записывает кривую остывания образца.

## ЗАДАНИЕ 1

### Получение экспериментальных данных по температуре ( $T$ ) и времени ( $t$ ) охлаждения образца

1 Включаем печь через лабораторный автотрансформатор (ЛАТР), установив напряжение 150...200 В, и выжидаем пока печь нагреется (10...15 мин).

2 **Внимание!!!** Все манипуляции проводить осторожно.

Двигаем эталонный (медный) образец в печь и нагреваем до 500...600 °С, контролируя температуру по показаниям милливольтметра, проградуированного на показания температуры. Затем образец быстро выдвигаем из печи. С этого момента фиксируем температуру (по показаниям милливольтметра она может быть 500...580 °С) и одновременно начинаем отсчет времени остывания образца.

3 Записываем в табл. 3 показания милливольтметра через 10 с. Отсчет времени может производиться по наручным часам с секундной стрелкой.

4 После охлаждения образца до температуры ниже 100 °С, опыт повторяем с неизвестным образцом (железо, алюминий).

5 Строят график зависимости температуры охлаждения  $T$  образца от времени  $t$ :  $T = f(t)$ , откладывая по оси абсцисс время  $t$ , а по оси ординат температуру  $T$  для меди, алюминия и железа. (Этот пункт не выполняется, если охлаждение образца фиксируется потенциометром, поскольку график охлаждения будет записан на потенциометре.)

Для работы с потенциометром необходимо:

- включить потенциометр в сеть;
- включить механизм протяжки диаграммы ленты в момент выдвижения образца из печи;
- установить скорость протяжки ленты  $V$ .

После выдвижения образца из печи на диаграмме потенциометра отметить момент начала записи охлаждения образца и значение начальной температуры. После охлаждения до 100 °С тоже сделать отметку на диаграмме.

Диаграмму охлаждения студент клеивает в свой отчет и производит дополнительную обработку результатов эксперимента.

Зная скорость протяжки ленты  $V$ , определить длину отрезка  $\Delta l$  диаграммы, соответствующему промежутку времени  $\Delta t = 10$  с:

$$\Delta l = V\Delta t,$$

таким образом проградуировав ось абсцисс в координатах времени.

### 3 Расчетные данные

№ опыта	Время через каждые $\Delta t = 10$ с	$T_{\text{Cu}}, \text{ } ^\circ\text{C}$	$T_{\text{Fe(Al)}}, \text{ } ^\circ\text{C}$

### ЗАДАНИЕ 2

#### Нахождение производных $\frac{dT}{dt}$ в окрестностях температур

Для того чтобы найти данное отношение, необходимо на кривой  $T = f(t)$  выбрать точку, соответствующую температуре 500 °С, отложить от нее вправо и влево временные отрезки, равные  $\frac{\Delta t}{2} = 5$  с. Провести через их крайние точки вертикальные прямые до пересечения с

кривой  $T = f(t)$ . Определить значения температур, соответствующие данным точкам пересечения по оси температур ( $T_1$  и  $T_2$ ). Повторить данную процедуру для температур 400, 300, 200, 100 °С и соответствующих кривых остывания железа или алюминия. Отношения  $\left(\frac{dT}{dt}\right)_1 = \frac{T_1 - T_2}{\Delta t_1} = \frac{\Delta T}{\Delta t}$  характеризуют скорость охлаждения в данной точке кривой и, следовательно, скорость охлаждения, соответствующую некоторой температуре.

Данные занести в табл. 4.

#### 4 Расчетные данные

$T_{\text{в}}, \text{ }^\circ\text{C}$	$\frac{\Delta T}{\Delta t}$		$C, \frac{\text{Дж}}{\text{кг } ^\circ\text{C}}$		$C_{\text{м}}, \frac{\text{Дж}}{\text{моль } ^\circ\text{C}}$	
	медь	железо (алюминий)	медь	железо (алюминий)	медь	железо (алюминий)
100			380			
200			390			
300			395			
400			397,5			
500			400			

#### ЗАДАНИЕ 3

##### Определение удельной теплоемкости железа и алюминия.

##### Построение графика зависимости молярной теплоемкости от температуры

Определяют теплоемкость  $C_1$  железа или алюминия  $C_3$  для температур 100, 200, 300, 400, 500 °С. Для этого в формулу (4) подставляют значения  $\frac{dT}{dt}$  для каждого образца при этих температурах. За эталонный образец принимают медный. Зависимость теплоемкости меди от температуры дана в табл. 4.

Молярная теплоемкость  $C_{\text{м}}$  связана с удельной теплоемкостью известным соотношением:

$$C_{\text{м}} = C_{\text{у}}, \quad (6)$$

где  $C$  – удельная теплоемкость;  $\mu$  – молярная масса.

Используя формулу (6), перевести удельные теплоемкости меди, железа или алюминия в молярные теплоемкости, считая молярную массу меди  $\mu_{\text{Cu}} = 64 \cdot 10^{-3} \text{ Дж} \cdot \text{моль}^{-1}$ , железа  $\mu_{\text{Fe}} = 56 \cdot 10^{-3} \text{ Дж} \cdot \text{моль}^{-1}$ , алюминия  $\mu_{\text{Al}} = 27 \cdot 10^{-3} \text{ Дж} \cdot \text{моль}^{-1}$  для вышеуказанных температур, построить график зависимости молярной теплоемкости от температуры, сравнить с кривой, представленной на рис. 1.

#### ЗАДАНИЕ 4

##### Определение коэффициента теплоотдачи материала

Теплоотдача происходит между поверхностью нагретого тела и средой, которая окружает эту поверхность. Теплоотдача осуществляется конвекцией, теплопроводностью, лучистым теплообменом и характеризуется коэффициентом теплоотдачи. Коэффициент теплоотдачи –

количество теплоты, переданное в единицу времени через единицу поверхности при разности температур между поверхностью-теплоносителем и поверхностью-средой в 1 К, т.е.

$$\alpha = \frac{\Delta Q}{S \Delta t (T_H - T_0)} \left[ \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}} \right]. \quad (7)$$

При больших температурах более 300 °С преобладает лучистый теплообмен, а низких температурах конвекционный теплообмен. Для определения коэффициента теплоотдачи следует:

1 По графику зависимости температуры охлаждения образца  $T = f(t)$  (определяет преподаватель) для начальных значений температур  $T_H$ , равных 500, 300 и 150 °С и соответствующих им начальных моментов времени  $t_H$ , определить через промежуток времени  $\Delta t = 10$  с конечные температуры  $T_{1(2,3)}$  остывания.

2 По комнатному термометру определить температуру  $T_0$  окружающей среды. Площадь  $S$  рассчитать из геометрических размеров образца. Все данные внести в табл. 4.

3 Из закона охлаждения Ньютона

$$\alpha_{1(2,3)} = -\frac{mc}{S \Delta t_{1(2,3)}} \ln \frac{T_{1(2,3)} - T_0}{T_{H(1,2,3)} - T_0} \quad (8)$$

вычислить  $\alpha$  в разных температурных интервалах. Объяснить полученный результат.

#### 4 Опытные данные

$T_{H1},$ °С	$T_1,$ °С	$T_{H2},$ °С	$T_2,$ °С	$T_{H3},$ °С	$T_3,$ °С	$T_0,$ °С	$S,$ м <sup>2</sup>	$\alpha_1,$ Вт/ м <sup>2</sup> К	$\alpha_2,$ Вт/ м <sup>2</sup> К	$\alpha_3,$ Вт/ м <sup>2</sup> К

По закону охлаждения Ньютона приравняем (1) и (2):

$$-cmdT = \alpha S (T - T_0) dt, \quad (9)$$

разделим переменные и произведем интегрирование от  $T_H$  до какой-либо  $T_1$  – конечной температуры, получим:

$$\int_{t_1}^t dt = -\frac{cm}{\alpha S} \int_{T_H}^T \frac{dT}{T - T_0}; \quad (10)$$

$$t - t_H = \Delta t = -\frac{cm}{\alpha S} \ln \frac{T_1 - T_0}{T_H - T_0}. \quad (11)$$

#### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

- 1 Понятие теплоемкости, молярной теплоемкости, удельной теплоемкости, коэффициента теплопередачи.
- 2 Классическая теория теплоемкости твердых тел.
- 3 Закон Дюлонга-Пти.
- 4 Сущность метода, используемого в данной лабораторной работе для определения теплоемкости и коэффициента теплопередачи металлов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1 Лабораторный практикум по физике: Учеб. пособие для студентов втузов / А.С. Ахматов, В.М. Андреевский, А.И. Кулаков и др.; под ред. А.С. Ахматова. М.: Высшая школа, 1980. 360 с.
- 2 Майсова Н.Н. Практикум по курсу общей физики. Изд. 2-е, перераб. и доп.: Учеб. пособие. М.: Высшая школа, 1970. 448 с.
- 3 Савельев И.В. Курс общей физики. М.: Наука, 1987. Т. 3.
- 4 Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. М.: Высшая школа, 1989.