

Никола Илков
Лъчезар Длъгников

ФИЗИКА

*Ръководство за лабораторни
упражнения*

София
2006

ПРЕДГОВОР

Лабораторният практикум по физика е предназначен за студентите от всички специалности на ТЕХНИЧЕСКИЯ УНИВЕРСИТЕТ - София. Лабораторните упражнения, включени в него обхващат основните раздели на курса по обща физика: механика, молекулна физика и термодинамика, електричество, оптика и атомна физика. Те са подбрани в съответствие с учебните програми по физика за всички факултети. Целта на практикума е: студентите да усвоят по-задълбочено курса по физика; да се запознаят с апаратурата и методите на измерванията и да придобият навици за точни измервания.

Във въведението са разгледани въпросите, свързани с измерване на физичните величини и методи за обработване на експерименталните резултати. В приложенията са описани някои основни уреди и апарати, използвани при измерванията в лабораториите по физика.

Включените таблици със стойностите на основните физични величини и константи, които са типични за предлаганите лабораторни упражнения, спомагат за облекчаване на работата и повишаване на активността на студентите.

Считаме за приятен дълг да изкажем благодарност на рецензента доц. д-р С. Николов за направените препоръки и критични бележки.

Авторският колектив благодари на всички колеги, любезно предоставили материали по оформянето на лабораторните упражнения, които те са разработили като експериментални постановки в учебните лаборатории.

Авторите благодарят на всички, които направиха и ще направят критични и конструктивни забележки и предложения, целящи подобряването на настоящия лабораторен практикум.

София, май, 2006 г.

Авторите

ВЪВЕДЕНИЕ

I. Измерване на физични величини и методи за обработване на експерименталните резултати

1. Измерване на физичните величини

Физиката е точна експериментална наука. Основно понятие в нея е физичната величина. В качествено отношение физичната величина е обща характеристика на свойствата и движението на определен кръг материални обекти и явления, а в количествено отношение тя е индивидуална характеристика на тези обекти и явления. Така например скоростта е величина, която качествено характеризира движението на редица обекти (движещо се тяло, електрон, звукова вълна, светлинна вълна и др.), но е различна количествена характеристика за всеки един от тях (скоростта на звуковата вълна във въздуха е 340 m/s, а на светлинната вълна във вакуум е 300 000 000 m/s).

Основен метод на физиката е опитът (експериментът). Той представлява наблюдение на изследваното явление в точно определени, контролируеми условия, които позволяват явлението да се възпроизвежда всеки път при повторението на тези условия. Същността на опита е измерване на физични величини с цел да се намери количествена зависимост между тях. Измерването е познавателен процес, при който дадената физична величина пряко или косвено се сравнява с друга еднородна на нея величина, приета за измерителна единица. Отношението между измерваната величина A и нейната измерителна единица A_0 се нарича числена стойност на величината

$$(1) \quad a = \frac{A}{A_0} \quad \text{или} \quad A = aA_0$$

Уравнението (1) се нарича резултат от измерването. Резултатът от измерването се състои от две части: числена стойност на измерваната величина a и нейната мерна единица A_0 . Така например 0.2 s означава, че мерната единица, в случая е 1 s ($A_0 = 1s$), а числената стойност е пет пъти по-малка от мерната единица ($a = 0.2$).

Мерните единици на физичните величини могат да се избират произволно. Прието обаче да се избират произволно мерните единици само на няколко независими една от друга физични величини, които се наричат основни.

Мерните единици, които се изразяват чрез основните с помощта на функционални зависимости се наричат производни. Съвкупността от основните и производните измерителни единици образува измерителна система. На XI-та генерална конференция по мерки и теглилки през 1960 г. е приета международна измерителна система (System international) - SI. Международната измерителна система е въведена като задължителна за всички области на науката, образованието, техниката и пр. от 1.VII.1965 г. с държавен стандарт БДС 3952-65, заменен през 1993 г. с БДС ISO 31-

части от 1 до 13.

Основните мерни единици в SI са:

дължина -	m	метър
маса -	kg	килограм
време -	s	секунда
големина на електричния ток -	A	ампер
термодинамична температура -	K	келвин
количество вещество -	mol	мол
интензитет на светлината -	cd	кандела

Измерванията на физичните величини могат да бъдат преки и косвени. При преките измервания резултатът се получава чрез непосредствено сравнение на измерваната величина с нейната мерна единица (напр. измерване на дължина) или с помощта на измерителни прибори градуирани по определен начин (напр. измерване на температура с термометър). При косвените измервания резултатът се получава от непосредственото измерване на няколко физични величини, които са във функционална зависимост с определяната величина. За образуването на производните единици се въвеждат още допълнителните единици: **радиан (rad)** -за равнинен ъгъл и **стерадиан (ster)** -за пространствен ъгъл. За изразяването на всяка производна величина освен дефиниционното равенство е необходимо да се знае и нейната размерност. Размерността на всяка физична величина изразява нейната връзка с основните величини на системата. Например: определяне на скоростта при праволинейно равномерно движение. Измерва се пътя s и времето t , за което се изминава този път, а скоростта се изчислява по формулата

$$v = \frac{s}{t}$$

2. Грешки при измерването на физични величини

Всяко измерване неизбежно се придружава от някаква грешка. Грешката може да се дължи на неточностите на измерителните прибори, непълнота в нашите познания, влиянието на различни външни фактори и т.н. Поради това не е възможно да се направи идеален експеримент и следователно не е възможно получаването на действителната стойност на измерваната величина.

В зависимост от причините, които пораждат грешките, те могат да се квалифицират като груби, систематични и случайни.

Грубите грешки се дължат на недостатъчната подготовка на експериментатора, на неизправни уреди, на небрежно отчитане на показанията на уредите, на неправилно включване на уредите (отчитане на 10 mA вместо 10 A). Грубите грешки се отстраняват чрез повторно измерване.

Систематичните грешки се обуславят от една и съща причина, която обективно може да бъде определена. При многократни измервания тези грешки се проявяват като определена закономерност (при измерване с амперметър, който не е нулиран). Закономерността на тази грешка е нейното постоянство по знак и големина.

Систематичните грешки са отстранени.

Случайните грешки се пораждат от различни фактори, действащи при всяко отделно измерване по различен начин. Действието на тези фактори отнапред не може да бъде известно. Ето защо причините, които пораждат тези грешки имат случаен характер, а самите грешки се наричат случайни. Те не могат да се елиминират напълно, но могат да бъдат намалени чрез усъвършенстване на измервателните прибори, чрез подобряване на измервателните методи, намаляване на влиянието на външните фактори и т.н. При многократни измервания на дадена величина при едни и същи условия, случайната грешка води до разсейване на опитните резултати около истинската стойност. Получават се различни стойности на измерваната величина близки една до друга, т.е. случайните грешки имат малки стойности спрямо измерваната величина.

За да се определи количествения израз на грешката се въвежда понятието точност на измерването. Ако се измерва масата на едно тяло и най-малката теглилка която е употребена е 0.01 g, това означава, че измерената маса се различава от истинската маса с не повече от 0.01 g.

Под точност на дадено измерване се разбира най-малката част от мерната единица, до която със сигурност може да се извърши измерването със съответния прибор. Например при измерване с микрометър - 0.01 mm, - с шублер - 0.1 mm и т.н. При еднократното измерване на дадена величина за вероятно отклонение от истинската стойност се приема точността на измерването. Ако с \mathbf{a}_0 се означи истинската стойност на измерената величина, с \mathbf{a} - измерената стойност и с $\Delta\mathbf{a}$ - точността на измерването, то модулът на разликата между истинската стойност и измерената не надминава точността на измерването

$$|\mathbf{a}_0 - \mathbf{a}| \leq \Delta\mathbf{a}$$

или

$$\mathbf{a} - \Delta\mathbf{a} \leq \mathbf{a}_0 \leq \mathbf{a} + \Delta\mathbf{a}$$

Истинската стойност на измерената величина се намира в интервала

$$\mathbf{a} - \Delta\mathbf{a} \quad \text{и} \quad \mathbf{a} + \Delta\mathbf{a}, \text{ т.е.}$$

$$\mathbf{a}_0 = \mathbf{a} \pm \Delta\mathbf{a},$$

където $\Delta\mathbf{a}$ се нарича абсолютна грешка.

Отношението на абсолютната грешка към измерената стойност се нарича относителна грешка.

$$\mathbf{r} = \frac{\Delta\mathbf{a}}{\mathbf{a}}$$

Относителната грешка е безразмерна величина и се изразява в проценти

$$r\% = \frac{\Delta a}{a} \cdot 100\%$$

Резултатът от измерването с отчитане на относителната грешка се записва във вида

$$a_0 = a \pm r \%$$

Колкото е по-голяма измерената стойност на величината при една и съща абсолютна грешка, толкова по-малка е допуснатата при измерването грешка, т.е. измерването е по-точно. Например две дължини $l_1 = 10 \text{ mm}$ и $l_2 = 100 \text{ mm}$ се измерват с шублер с точност 0.1 mm т.е. $\Delta l = 0.1 \text{ mm}$. Относителните грешки в двата случая са

$$r_1\% = \frac{\Delta l}{l_1} \cdot 100 = 1\%$$

$$r_2\% = \frac{\Delta l}{l_2} \cdot 100 = 0.1\%$$

Следователно измерването на величината l_2 е по-точно.

3. Закон за разпределение на случайните грешки

При предположение, че измерването е осъществено без допускане на груби и систематични грешки, то грешките са само случайни. Те могат да бъдат разглеждани като случайни събития. Ако случайната грешка се означи с x , тъй като тя може да приема всякакви стойности, същата представлява непрекъснатата случайна величина. Вероятността случайната величина x да има стойност в интервала

$$[x, x + dx]$$

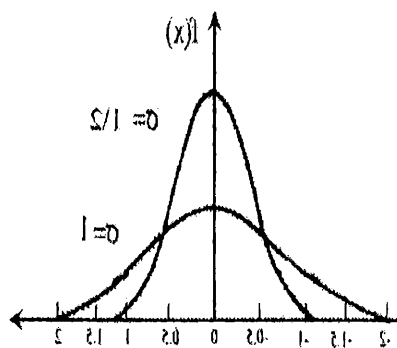
е пропорционална на dx и е равна на $f(x) \cdot dx$. Функцията $f(x)$ се нарича плътност на вероятностното разпределение на случайната величина или закон за вероятностното разпределение на величината. За определяне грешката на измерването е необходимо познаването на закона на разпределението на случайните грешки $f(x)$.

Опитът показва, че при измерванията на една и съща величина малките грешки се срещат по-често от големите, като грешките с положителен и отрицателен знак са приблизително с равен брой, тъй като при многократното измерване на дадена величина при едни и същи условия няма основания да се счита, че отклонението от истинската стойност в едната посока е по-вероятно отколкото в другата посока. Поради това именно средната стойност от голям брой измервания ще бъде близка до истинската стойност на измерваната величина отколкото стойността на кое и да е отделно измерване. Тези закономерности се проявяват по-силно, когато броят на измерванията е по-голям.

Установено е, че законът на разпределение на случайните грешки $f(x)$ трябва да притежава следните свойства: $f(x)$ да е четна функция ($f(x) = f(-x)$), т.е. грешките с различен знак са равновероятни; $f(x)$ за x по-голям от нула да е монотонно

намаляваща функция, т.е. грешките с по-голяма стойност са по-малко вероятни; средната стойност (математическото очакване) на абсолютната стойност на грешките да е крайна величина; най-вероятната стойност на измерваната величина при серия от измервания с еднаква степен на точност е средно аритметично от тези измервания.

Най-простият и в същото време, най-точно отразяващ горепосочените свойства е така наречения нормален (гаусов) закон на разпределение на грешките.



Фиг. 1

$$(2) \quad f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}$$

На фиг.1 са показани две гаусови криви, съответстващи на две различни стойности на параметъра σ . Този параметър се нарича средна квадратична грешка или стандартно отклонение, а σ^2 - дисперсия на случайната грешка. Максимумът на кривите е при $x = 0$, а средната стойност на случайната грешка е $x_{cp} = 0$. Стандартното отклонение σ е разстоянието между абсцисите на инфлексната точка на кривата и нейния максимум. Коефициентът пред експоненциалния множител $\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}$ е избран така, че площта оградена от Гаусовата крива да е равна на 1, т.е.

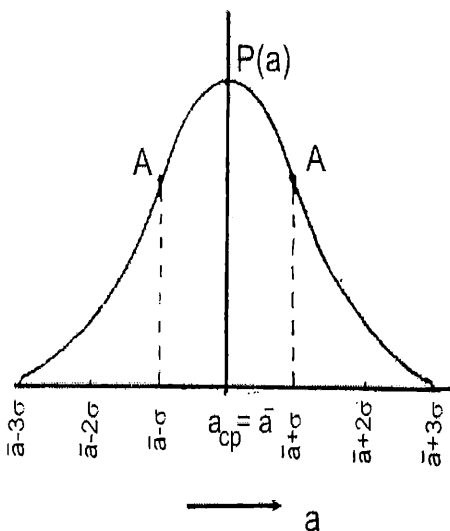
$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx = 1$$

От тук следва, че увеличаването на дисперсията съответствува на увеличаване вероятността за по-големи грешки (фиг.1). Средната стойност, дисперсията и средноквадратичната грешка могат да се изчислят теоретично чрез функцията на разпределение на случайните грешки (2), като се използват определени математични процедури (напр. $\bar{x} = \int_{-\infty}^{+\infty} xf(x)dx$ и т.н).

$$\bar{x} = \int_{-\infty}^{+\infty} xf(x)dx \text{ и т.н.}$$

От закона на Гаус (2) може да се определи вероятността грешката x да не надминава по абсолютна стойност дадена величина. Така например може да се изчисли, че вероятността грешката да се намира в интервала $[-\sigma, +\sigma]$ е 0.68, а в интервала $[-2\sigma, +2\sigma]$ е 0.95 и т.н.

При многократно измерване на дадена физична величина a по един и същ начин различните стойности също имат гаусово (нормално) разпределение



Фиг. 2

$$(3) P(a) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(a-a_{cp})^2}{2\sigma^2}}$$

На фиг. 2 е показана съответната гаусова крива с нейните инфлексни точки А. Вижда се, че средната стойност a_{cp} има максимална вероятност.

Стандартното отклонение σ характеризира разсейването на измерваната величина. В 68% от случаите измераната стойност ще се намира в интервала

$$|a_{cp} - \sigma, a_{cp} + \sigma|,$$

а в 95% - в интервала

$$|a_{cp} - 2\sigma, a_{cp} + 2\sigma| \text{ и т.н.}$$

Съгласно гаусовата теория на грешките за краен резултат на измерването се взема средната стойност на множеството от измерванията, а за грешка на измерването се приема средната квадратична грешка σ . Средната стойност a_{cp} и грешката на измерването σ могат да се изчислят, ако разполагаме с достатъчно голям брой измервания и построим гаусовата крива (фиг.2). На практика обаче се правят неголям брой измервания, но въпреки това гаусовият закон за разпределение на грешките дава някои критерии за определена точността на тези измервания.

4. Обработка на опитните данни и представянето им

Нека физичната величина А се измерва n пъти, като при всяко измерване са получени различни стойности a_i с еднаква степен на точност. Тъй като случайните грешки на тези измервания се подчиняват на нормален (гаусов) закон на разпределение, то най-вероятното значение на измерваната величина е средно аритметичната

$$(4) \quad a_{cp} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n a_i$$

Това е крайният резултат от измерванията. Ако се обозначи с Δa_i отклонението на получените стойности a_i от средната стойност a_{cp} , т.е.

$$\Delta a_i = a_i - a_{cp}.$$

Тогава съгласно теорията на Гаус средната квадратична грешка на едно отделно измерване е

$$(5) \quad \sigma_i = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \Delta a_i^2}{n-1}}$$

За краен резултат се приема средноаритметичната стойност на получените измервания.

При определяне на грешката на средната стойност се използва твърдението, че ако случайната величина X

$$X = I_1 x_1 + I_2 x_2 + \dots + I_n x_n, \text{ т.е.}$$

е линейна комбинация на случайните величини

$$x_1, x_2, x_3, \dots, x_n,$$

имащи нормален закон на разпределение и дисперсии съответно

$$\sigma_1^2, \sigma_2^2, \sigma_3^2 \dots, \sigma_n^2,$$

то тази величина X има също нормално разпределение с дисперсия

$$(6) \quad \sigma^2 = \lambda_1 \sigma_1^2 + \lambda_2 \sigma_2^2 + \dots + \lambda_n \sigma_n^2.$$

Като се вземе предвид (4), (5) и (6) за средната квадратична грешка на средната стойност a_{cp} се получава

$$(7) \quad \bar{\sigma} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \Delta a_i^2}{n(n-1)}}.$$

Резултатът от измерването заедно с неговата грешка се представя във вида

$$(8) \quad a_0 = a_{cp} \pm \bar{\sigma}$$

В този случай абсолютната грешка е

$$\Delta a = \bar{\sigma}$$

Уравнението (8) има вероятностно тълкуване, а именно: истинската стойност на измерваната величина a_0 се намира с вероятност 0.6827 в интервала:

$$[a_{cp} - \bar{\sigma}, a_{cp} + \bar{\sigma}]$$

с вероятност 0.9545 в интервала:

$$[a_{cp} - 2\bar{\sigma}, a_{cp} + 2\bar{\sigma}]$$

и с вероятност 0.9973 в интервала (фиг.2)

$$[a_{cp} - 3\bar{\sigma}, a_{cp} + 3\bar{\sigma}]$$

Формулите (4), (5), (7) и (8), както и тяхното вероятностно тълкуване са абсолютно точни при безкрайно голям брой измервания ($n \rightarrow \infty$). В реалния случай когато n е малко число грешките получени от посочените формули са случайни величини, определени с едно или друго приближение. В този случай оценката на грешките се извършва чрез метода на доверителните интервали. Около средната стойност a_{cp} се образува доверителен интервал $[a_{cp} - \Delta_{an}, a_{cp} + \Delta_{an}]$ като трябва да се оп-

редели с каква доверителна вероятност P_n истинската стойност на измерваната величина се намира в този интервал.

$\Delta_{\alpha n}$ се нарича доверително отклонение, което зависи от броя на измерванията n . Когато броят на измерванията клони към безкрайност ($n \rightarrow \infty$), доверителното отклонение $\Delta_{\alpha \infty}$ и неговата доверителна вероятност P_n се изчисляват от гаусовия закон (2), както това е показано на фиг.2.

Таблица 1

i	t_i, s	$\Delta t_i = t_i - t_{cp}$	$(\Delta t_i)^2 \cdot 10^{-4}$
1	2.12	0.014	1.96
2	2.10	-0.006	0.36
3	2.08	-0.026	6.76
4	2.11	0.004	0.16
5	2.14	0.034	11.56
6	2.13	0.024	5.76
7	2.09	-0.016	2.56
8	2.11	0.004	0.16
9	2.06	-0.046	21.16
10	2.12	0.014	1.96
	$t_{cp} = 2.106$		$\Sigma(\Delta t)^2 = 52,40 \cdot 10^{-4}$

Когато броят на опитите n е по-малък или равен на 20, доверителното отклонение $\Delta_{\alpha n}$ вече съществено се различава от $\Delta_{\alpha \infty}$ (вж. ПРИЛОЖЕНИЕ-табл.1). В тази таблица са дадени стойностите на $\Delta_{\alpha n}$, изразени в $\bar{\sigma}$ за различни доверителни вероятности P_n и различен брой измервания n . Поради това, че в учебните лаборатории се правят 10 и по-малък брой измервания, необходимо е да се има предвид тази таблица. Например: измерва се 10 пъти времето, за което топче се търкаля по наведена равнина, изминавайки определен път. За прегледност получените резултати се подреждат в **таблица 1**, като в първата колона се нанася номерът на измерването i , във втората - опитните резултати t_i и тяхната средна стойност t_{cp} , в третата - отклонението на всеки резултат от средната стойност

$$\Delta t_i = t_i - t_{cp}$$

и в четвъртата - квадрата на това отклонение Δt_i^2 и сумата на квадратите $\Sigma \Delta t_i^2$.

В таблица 2 са дадени средните стойности t_{cp} , средната квадратична грешка за

Таблица 1

i	$t_{cp} \cdot s$	$\sigma_i \cdot 10^{-2}, s$	$\sigma_{cp} \cdot 10^{-2}, s$	$\Delta_{\alpha n} \cdot 10^{-2}, s$	$\Delta_{\alpha n} \cdot 10^{-2}, s$
				$P_{\alpha} = 0.70$	$P_{\alpha} = 0.95$
10	2.106	2.413	0.763	0.839	1.724
5	2.110	2.236	1.000	1.190	2.770

едно измерване σ_i , средната квадратична грешка на средната стойност $\bar{\sigma}$, доверителното отклонение $\Delta_{\alpha n}$ със съответната им доверителна вероятност P_{α} за два случая: $n = 10$ и $n = 5$ (първите 5 измервания от таблица 1). (Данните за $\Delta_{\alpha n}$ и P_{α} са взети от ПРИЛОЖЕНИЕ табл. 1).

От таблица 2 се вижда, че за $n = 10$ средната квадратична грешка $\bar{\sigma}$ изчислена по формула (7) практически малко се различава от доверителното отклонение $\Delta_{\alpha 10} = 1,1\bar{\sigma}$ с доверителна вероятност $P_{\alpha} = 0.7$. Ето защо в този случай може да се приеме доверителният интервал $[t_{cp} - \bar{\sigma}, t_{cp} + \bar{\sigma}]$ с доверителен коефициент 0.68. Обаче при $n = 5$ разликата между $\bar{\sigma}$ и $\Delta_{\alpha 5}$ е вече достатъчно голяма, за да се приеме като доверителен интервал $[t_{cp} - \Delta_{\alpha 5}, t_{cp} + \Delta_{\alpha 5}]$ със съответната доверителна вероятност.

Крайните резултати от 10-те измервания могат да се запишат по следния начин:

$$t_0 = (2.106 \pm 0.008) s$$

или с относителната грешка

$$t_0 = 2.106 s \pm 0.38\%$$

с доверителна вероятност 0.68.

Крайните резултати от 5-те измервания са:

$$t_0 = (2.110 \pm 0.012) s$$

или с относителната грешка

$$t_0 = 2.110 s \pm 0.56\%$$

с доверителна вероятност 0.7.

5. Графично представяне на опитните резултати

Когато се изследва функционалната зависимост между две величини, е удобно графичното представяне на опитните резултати.

Предимството му е в неговата нагледност. От графиките веднага може да се види функционалната зависимост между изследваните величини, дали тя е линейна или не, дали има изразен максимум или минимум, дали съществуват характерни точки или периодичност и пр.

За графичното представяне на опитните резултати обикновено се използва правоъгълна координатна система с милиметрова мрежа. Стойностите на независимата променлива (аргумента) се нанасят по абцисната ос, а стойностите на зависимата променлива (функцията) - по ординатната ос. Съответните величини се нанасят с буквено означение и мерните си единици, като се подбира подходящ мащаб по всяка от осите.

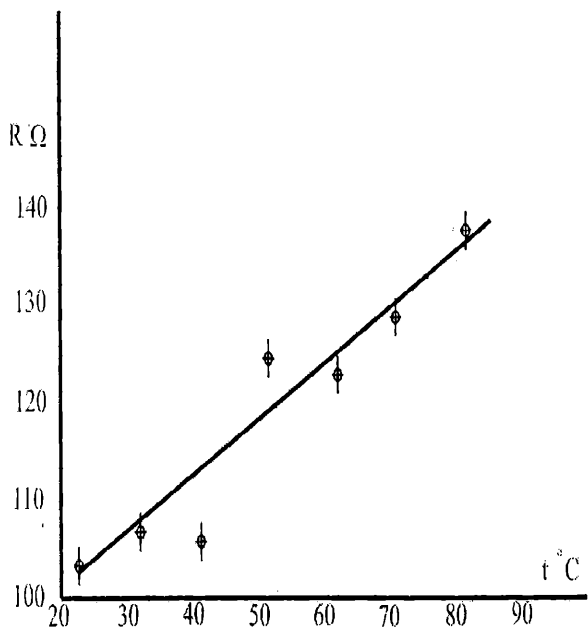
В зависимост от характера на мащаба графиките се делят на два типа: графики, построени в равномерен мащаб и такива в неравномерен (функционален) мащаб. При първият тип абсцисата x и ордината y на всяка точка са пропорционални на опитните стойности, а при графиките от вторият тип координатите на точките са пропорционални не на самите стойности, а на някаква функция от тях, например: ако a и b са стойностите получени от измерването

$$x = \log a, y = \log b \text{ (логаритмичен мащаб)}$$

или

$$x = a^2, y = b^2 \text{ (квадратичен мащаб) и т.н.}$$

Мащабите по двете оси се подбират така, че да се използва максимално цялата милиметрова мрежа. Когато това изискване не е спазено, графиката се явява "свита" в средата или в единия край на координатната система.



Фиг. 3

показано на фиг.3

В общият случай експерименталните точки се осредняват графично с плавна крива линия. Осредняващата крива линия се прокарва така, че сумата от отклонени-

При построяване на графики съществува следното важно изискване: грешката която се допуска при построяване на скалите по двете оси, да не надминава абсолютните грешки на опитните стойности. Грешката при построяване на точки в една координатна система е 1 mm. Следователно мащабите по осите трябва да бъдат подбрани така, че най-малко на 1 mm да отговаря стойност, равна на абсолютната грешка на аргумента или функцията. Тогав е възможно да се нанесат експерименталните точки заедно с техните доверителни интервали по двете оси, както е

ята на едната и страна да бъде равна на сумата от отклоненията на точките от другата. Освен това тази сума трябва да бъде минимална. Тогава графиката максимално близко ще следва общия ход на експерименталните точки. Съществува математически метод, наречен метод на най- малките квадрати, който дава възможност да се прекара през експерименталните точки такава крива линия, която е най- близко до тях.

Таблица 3

i	t_i °C	Δt_i °C	R_i Ω	ΔR_i Ω
1	22	1	103	1
2	32	1	107	1
3	42	1	104	1
4	52	2	125	2
5	62	2	122	2
6	72	2	129	2
7	82	2	136	2

На фиг. 3 е показан пример за графичното представяне на линейна зависимост между електричното съпротивление R на метален проводник и неговата температура t °C. В таблица 3 са дадени опитните стойности на двете величини и техните абсолютни грешки.

Доверителният интервал за всяка точка е означен с отсечка по съответното направление. От фиг.3 се вижда, че четвъртата експериментална точка се отклонява от общия ход на останалите точки повече отколкото е приетия за нея доверителен интервал. Очевидно тази точка е извън допустимото разсейване и е резултат от значителна грешка. Ето защо тя се елиминира. Най-общо казано, елиминират се онези резултати, които се отклоняват от средната стойност с повече от 3σ , тъй като вероятността за тяхното получаване както видяхме практически е равна на нула.

6. Грешки при косвени измервания

В повечето случаи търсената физична величина не може да се измери непосредствено, а се пресмята въз основа на някаква функционална връзка с други физични величини, които се измерват пряко. Възниква въпросът: как може да се намери грешката на косвеното измерване като се знаят грешките на отделните преки измервания, реализиращи косвеното определяне на тази величина. За тази цел се използват методите на диференциалното смятане.

Нека търсената величина y е функция на няколко други величини

$$x_1, x_2, x_3, \dots, x_n,$$

т.е.

$$(9) \quad y = f(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n).$$

Величините $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ се измерват непосредствено с грешки съответно:

$$\Delta x_1, \Delta x_2, \Delta x_3, \dots, \Delta x_n.$$

Търси се относителната грешка $\frac{\Delta y}{y}$. За тази цел се логаритмува изразът (9)

$$\ln y = \ln f(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n)$$

след което се намира диференциала на двете страни на последното уравнение

$$(10) \quad \frac{dy}{y} = \frac{1}{f} \left(\frac{\partial f}{\partial x_1} dx_1 + \frac{\partial f}{\partial x_2} dx_2 + \dots + \frac{\partial f}{\partial x_n} dx_n \right)$$

Безкрайно малките нараствания

$$dy, dx_1, dx_2, \dots, dx_n$$

заместваме с абсолютните грешки на съответните величини

$$\Delta y, \Delta x_1, \Delta x_2, \dots, \Delta x_n$$

Знаците на отделните събираеми в дясната част на уравнение (10) са неизвестни. Приема се най- неблагоприятният случай - когато всички знаци са положителни, т.е. когато относителната грешка $\frac{\Delta y}{y}$ е максимална. Ето защо събираемите в

дясната част на (10) се вземат по абсолютна стойност. Тогава се получава

$$(11) \quad \frac{\Delta y}{y} = \frac{1}{f} \left(\left| \frac{\partial f}{\partial x_1} \right| \Delta x_1 + \left| \frac{\partial f}{\partial x_2} \right| \Delta x_2 + \dots + \left| \frac{\partial f}{\partial x_n} \right| \Delta x_n \right).$$

От (11) може да се намери израз за относителната грешка във всеки конкретен случай, ако се познава конкретния вид на функцията

$$y = f(x_1, x_2, \dots, x_n).$$

Например при определяне на земното ускорение g с реверсионно махало се използва следната формула

$$(12) \quad g = \frac{4\pi^2 l}{T^2} \text{ m/s}^2$$

където l е приведената дължина на махалото, а T - период на махалото.

При непосредственото измерване на тези величини се получават следните резултати:

$$l = (0.986 \pm 0.001) \text{ m}$$

$$T = (1.985 \pm 0.001) \text{ s}$$

Абсолютните грешки на тези величини са $\Delta l = 0.001 \text{ m}$ и $\Delta T = 0.001 \text{ s}$. За определяне на относителната грешка се логаритмува (12)

$$\ln g = \ln 4 + 2 \ln l + \ln 1 - 2 \ln T$$

Намира се диференциалът на двете страни на последното уравнение

$$(13) \quad \frac{dg}{g} = \frac{dl}{l} - \frac{2dT}{T}$$

Заменят се безкрайно малките нараствания с крайни, като членовете от дясна-

та част на (13) се събират по абсолютна стойност. Окончателно за грешката се получава

$$(14) \quad \frac{\Delta g}{g} = \frac{\Delta l}{l} + \frac{2\Delta T}{T}$$

След заместването на величините със съответните им числени стойности се получава:

$$\frac{\Delta g}{g} \cdot 100\% = 0.2\%$$

Окончателният резултат за g с процентната и абсолютната грешка се записва по следния начин:

$$g = 9.84 \text{ m/s}^2 \pm 0.2\% \\ g = (9.84 \pm 0.02) \text{ m/s}^2$$

7. Метод на най-малките квадрати

За да се изследва експериментално функционалната зависимост между две физични величини се правят серия от измервания на тези величини. Как от опитните данни ще се определи онази функция, която най-добре описва зависимостта между тях?

Тъй като числените стойности на измерените величини съдържат случайни грешки би трябвало през измерените точки да се прекара такава крива линия, за която да е минимална една определена мярка за отклонение от експерименталните. Процедурата, по която се постига горното изискване се нарича изравняване на опитните резултати или извод на емпирични формули, а математическият метод, който се прилага при изравняване на опитните резултати се нарича метод на най-малките квадрати. Той се състои в следното: при направени n измервания на две физични величини се получават n двойки числа (x_i, y_i) .

Предполага се, че грешките на y_i имат гаусово разпределение. Търси се такава функция $f(x_1, a_1, a_2, \dots, a_m)$ на m параметъра за която изразът

$$(15) \quad F = \sum_{i=1}^n [f(x_i, a_{1i}, a_{2i}, \dots, a_{mi}) - y_i]^2$$

е минимален. От условието за екстремум на сумата от квадратите на отклонението между търсената функция и опитните резултати (израз (15)) се получават m нормални уравнения за определяне на параметрите

$$a_1, a_2, \dots, a_m$$

Например ако се разгледа изравняване при линейна функция с два параметъра a и b , т.е.

$$y = a + bx$$

Има n двойки опитни данни (x_i, y_i) и съответните експериментални точки, които по преценка са разположени близо до някаква права линия.

За да се намери коефициентът на тази права линия се образува квадратичната форма (15) за този случай

$$F = \sum_{i=1}^n (a + b x_i - y_i)^2.$$

Определят се a и b за които функцията F има минимум от уравненията

$$\frac{\partial F}{\partial a} = 2 \sum_{i=1}^n (a + b x_i - y_i) = 0$$

$$\frac{\partial F}{\partial b} = 2 \sum_{i=1}^n (x_i (a + b x_i - y_i)) = 0$$

Съвместното решаване на тези уравнения дава:

$$(16) \quad a = \frac{\sum y_i \sum x_i^2 - \sum x_i \sum x_i y_i}{n \sum x_i^2 - (\sum x_i)^2}$$

$$(16') \quad b = \frac{n \sum x_i y_i - \sum x_i \sum y_i}{n \sum x_i^2 - (\sum x_i)^2}$$

Формулите (16), (16') добиват по-прост вид, ако се въведат

$$(17) \quad \bar{x} = \frac{1}{n} \sum x_i$$

$$(17') \quad \bar{y} = \frac{1}{n} \sum y_i$$

Замества се (17), (17') в (16), (16') при което се получава

$$(18) \quad b = \frac{\sum (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sum (x_i - \bar{x})^2}$$

$$(18') \quad a = \bar{y} - b \bar{x}$$

Средните квадратични грешки на така определените a и b са

$$(19) \quad \sigma(b) = \sqrt{\frac{1}{n-2} \left[\frac{\sum (y_i - \bar{y})^2}{\sum (x_i - \bar{x})^2} - b^2 \right]}$$

$$(19') \quad \sigma(a) = \sigma(b) \sqrt{(\bar{x})^2 + \frac{1}{n} \sum (x_i - \bar{x})^2}$$

Пример: изравняване опитните резултати дадени в таблица 3. Четвъртото измерване от тази таблица се отхвърля. Данните се подреждат в таблица 4.

От изразите (18) и (19) се определят

$$b = 0.5393 \pm 0.0253$$

$$a = 90.457 \pm 1.425$$

Уравнението на осредняващата права линия е

$$y = 90.457 + 0.5393x$$

Изчисленията от това уравнение стойности на R са дадени в последната колона на таблица 4, а правата линия съответстваща на това уравнение е прекарана на графиката на фиг.3.

Таблица 4

i	t_i °C	R_i Ω	$t_i - \bar{t}$	$R_i - \bar{R}$	$(t_i - \bar{t}) \times (R_i - \bar{R})$	$(t_i - \bar{t})^2$	$(R_i - \bar{R})^2$	$R_{изч.}$
1	22	103	-30	-15.5	465	900	240.25	102.3
2	32	107	-20	-11.5	230	400	132.25	107.7
3	42	114	-10	-4.5	45	100	20.25	113.1
4	62	122	10	3.5	35	100	12.25	123.9
5	72	129	20	10.5	210	400	110.25	129.3
6	82	136	30	17.5	525	900	306.25	134.7
	$\bar{t}=52$	$\bar{R}=118.5$			$\Sigma=1510$	$\Sigma=2800$	$\Sigma=821.50$	

8. Правила за записване на резултатите от измерванията

1. Всеки резултат от опита се записва заедно с неговата абсолютна грешка.

правилно

неправилно

$$m=(53.21 \pm 0.05)g$$

$$m=53.21g$$

скобките са задължителни !!!

2. Грешките се закръгляват до една значеща цифра - винаги до по-голяма стойност

правилно

неправилно

$$t=(23.3 \pm 0.4)s$$

$$t=(21.32 \pm 0.3312)s$$

Изключение: ако в грешката първата значеща цифра е 1, закръгленото е на две значещи цифри

правилно

неправилно

$$I=(5.63 \pm 0.12)mA$$

$$I=(5.6 \pm 0.2)mA$$

$$U=(7.8 \pm 0.1)V$$

$$U=(7.842 \pm 0.093)V$$

3. Резултатът се закръглява до същия десетичен знак, до които е закръглена грешката

правилно

неправилно

$$l=(124.0 \pm 0.6)cm$$

$$l=(124 \pm 0.6)cm$$

$$v=(12.3 \pm 0.4)m/s$$

$$v=(12.285 \pm 0.4)m/s$$

4. Ако крайният резултат съдържа множител 10^n , то степенния показател и в

резултата и в грешката трябва да бъде еднакъв и изнесен зад скобите

правилно

$$R=(1.2 \pm 0.3) \cdot 10^5 \text{W}$$

5. Резултатът и абсолютната грешка се записват с еднакви мерни единици

правилно

$$I=(0.240 \pm 0.005) \text{A}$$

$$I=(240 \pm 5) \cdot 10^{-3} \text{A}$$

$$I=(240 \pm 5) \text{mA}$$

неправилно

$$R=(1.2 \cdot 10^5 \pm 3 \cdot 10^3) \text{W}$$

неправилно

$$I=(0.240 \text{A} \pm 5 \text{mA})$$

2 МЕХАНИКА

2.1 Закон за запазване на енергията. Свободно падане на телата - определяне на земното ускорение

Кратко теоретично въведение

Ако на тяло с маса m действа постоянна по големина и посока сила F , това тяло ще се движи праволинейно с постоянно ускорение. Такъв е случаят на движение на тяло в гравитационното поле на Земята, където силата на тежестта е равнодействаща на силата на гравитационно привличане и центроостремителната сила, обусловена от въртеливото движение на Земята около нейната ос.

Силата на тежестта, действаща на тялото, близо до земната повърхност зависи от географската ширина на място и неговата височина спрямо морското равнище. С нарастването на височината силата на тежестта ще намалява, поради това, че намалява силата на гравитационно привличане, която съгласно закона на Нютон е

$$G = \gamma \frac{M, m}{(R, + h)^2},$$

γ е гравитационната константа.

Зависимостта на силата на тежестта от надморската височина е свързана също и с наличието на центроостремителна сила, дължаща се на денонощното околоосно въртене на Земята. Големината на центроостремителната сила е различна и зависи от географската ширина на мястото. Също така Земята не е идеално сферично тяло, а има формата на геод (ротационен елипсоид, радиусите на който до полюса са по-малки отколкото до екватора). Опитът показва, че земното ускорение се изменя с изменението на географската ширина по закона

$$(1) \quad g_{\varphi} = g_0 \left(1 - \frac{\cos^2 \varphi}{189} \right)$$

където g_{φ} е земното ускорение при географска ширина φ , а

g_0 - земното ускорение на морското равнище на полюса.

Земното ускорение има най-малка стойност на екватора при ширина $\varphi = 0^\circ$ ($g = 9,780 \text{ m/s}^2$) и най-голяма на полюса $\varphi = 90^\circ$ ($g = 9,830 \text{ m/s}^2$). На средните географски ширини земното ускорение има нормална стойност около $9,81 \text{ m/s}^2$.

Опитното определяне на стойността на земното ускорение има освен чисто научна стойност и практическо приложение. Например, определяне на стойността на земното ускорение на мястото се използва при геоложките проучвания за определяне на наличието на рудни изкопаеми, които са свързани с така наречените гравитационни аномалии. Гравитационните аномалии обикновено се дължат на наличието на земни пластове, чиято плътност значително се различава от средната плътност на земната кора (например метални руди, въглищни пластове и т.н.). Съществуват три метода за опитно определяне на стойността на земното ускорение:

1. определяне на g по времето за свободно падане на топче от дадена височина;

2. определяне на g с помощта на физично махало;
3. определяне на g с обръщаемо махало.

При свободното падане на тяло с маса m , то е подложено на действието на постоянна сила $F = m g = \text{const}$ ($g = \text{const}$). Пътят S изминат от това тяло за време t , при свободно падане, като не се отчита съпротивлението на въздуха, може да се определи от уравнението на движение

$$(2) \quad m \frac{d^2 S(t)}{dt} = mg$$

При интегрирането му при $S(0) = 0$ за скоростта се получава,

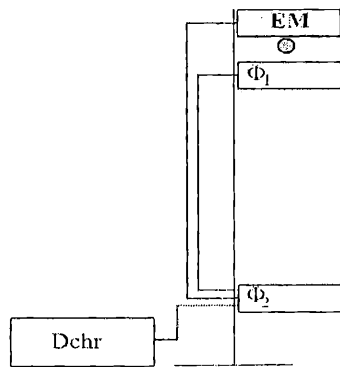
$$v = v_0 + gt$$

За пътя S се получава

$$(3) \quad S(t) = \int_0^t v dt = \int_0^t (v_0 + gt) dt = v_0 t + \frac{1}{2} gt^2$$

Опитна постановка

Опитната постановка за изучаване на свободното падане на телата се състои от вертикален статив. В горния край на статива е монтиран електромагнит ЕМ (фиг.1), посредством който може да се фиксира топчето. Електромагнита се управлява от електронен блок, включващ дигитален хронометър. В долния край на статива е закрепена фотоклетка (оптичен датчик) Φ_2 , служеща за спиране на електронния хронометър, с който се измерва времето на падане. Включването на хронометъра става в момента на освобождаването на топчето от електромагнита ($v_0 = 0$), а спирането му в момента на достигане до фотоклетката.



Фиг.1

Пътят изминат от свободно падащото тяло (метално топче) се определя посредством рулетка с точност $S = 0.001 \text{ m}$.

Времето на свободно падане с точност се определя с точност $\Delta t = 0.001 \text{ s}$.

Посредством допълнителна фотоклетка Φ_1 , монтирана между електромагнита M и фотоклетка Φ_2 , може да се изследва движение на тяло с начална скорост по закона

$$(4) \quad S(t) = v_0 t + \frac{1}{2} gt^2$$

Задачи и начин на изпълнение

1. Да се измери времето за свободно падане на топчето от височина $h = 0.9 \text{ m}$. Измерването се повтаря 10 пъти и се определи средната стойност на времето t_{cp} . С получената стойност се изчислява средната стойност на земното ускорение g_{cp} , като се използва зависимостта (3).

Средноквадратичната грешка на средния резултат за t_{cp} се получава по метода на Гаус

$$\Delta \bar{t} = \pm \sqrt{\frac{\sum \Delta t_i^2}{n(n-1)}}$$

където $\Delta t_i = t_i - t_{cp}$ е абсолютната грешка на i -тото измерване

Грешката, с която се определя земното ускорение, се намира по формулата

$$\frac{\Delta g}{g} = \pm \left(\frac{\Delta h}{h} + 2 \frac{\Delta \bar{t}}{\bar{t}} \right).$$

Получената средна стойност за земното ускорение се записва по следния начин

$$g = (g_{cp} \pm \Delta g) \frac{m}{s^2}$$

или

$$g = g_{cp} \frac{m}{s^2} \pm \frac{\Delta g}{g} \cdot 100\%$$

2. Опитно потвърждаване, че времето за падане на тела с различни маси от една и съща височина не зависи от тяхната маса.

За изпълнение на задачата е необходимо да се определи времето за свободно падане на две тела с различна маса m_1 и m_2 , от пет различни височини, така че те да изминават път, измерен от долния край на топчето, съответно - h_1, h_2, \dots, h_5 . Получените времена за изминаване на равни пътища от телата с различна маса се сравняват. Като се използва зависимостта (3) и времето за изминаване на едно от разстоянията за всяко тяло се изчислява и земното ускорение g .

3. Като се изходи от закона за запазване на пълната механична енергия да се изследва закона за движение на тяло с начална скорост v_0 . За целта се отчита разстоянието между електромагнита и фотоклетка Φ_1 , определя се времето за достигането и, и времето за достигане на фотоклетка Φ_2 . Получените времена и скорости се заместват в зависимостта (4). С получените стойности се проверява закона за запазване на енергията

$$E = E_k + E_p = \frac{m v^2}{2} + m g h$$

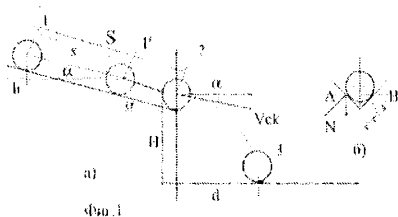
4. Да се докаже, че свободното падане на телата е равноускорително движение и се определи g , като се използва методът на най-малките квадрати.

За проверка на тази основна зависимост се използват средните стойности на времето за изминаване на пътищата h_1, h_2, \dots, h_5 . Построява се зависимостта $h = f(t^2)$, като по абсцисата се нанася t^2 , а по ординатата - h . От вида на получената графика (права) може да се съди за характера на движението, като се има предвид, че $s = g t^2 / 2$. Да се определи ъгловият коефициент на получената права и земното ускорение ($g = 2 \operatorname{tga}$), като се използва методът на най-малките квадрати.

2.2. Движение на топче в хомогенно гравитационно поле

1. Кратко теоретично въведение

Движението на стоманено топче (хомогенна сфера) от точка 1 до точка 2 по праволинеен улей с правоъгълен профил, който склучва малък ъгъл α спрямо хоризонтална равнина е равноускорително без начална скорост. Скоростта, с която топчето напуска улея е началната скорост на движение от точка 2 до точка 3, в която то достига пода на лабораторията. (фиг. 1а). Като се има предвид, че разглежданото движение се извършва в близост до земната повърхност с малки изменения на височината на движещото се тяло спрямо земната повърхност, може да се счита, че гравитационното поле е хомогенно, т.е. земното ускорение е постоянно.



От точка 1 до точка 2, при достатъчно малък ъгъл на наклона α топчето се търкаля в улея без хлъзгане. Движението на топчето е плоско, т.е. такова движение, при което всички точки на тялото се движат в определени успоредни равнини. Плоското движение може да се предста-

ви като сума от две движения: постъпателно със скорост равна на скоростта на центъра на масите v_c и въртеливо около os , минаваща през центъра на масите S , перпендикулярна на улея, с ъглова скорост ω .

Най-лесно анализът на движението може да се направи със закона за запазване на пълната механична енергия. Пълната механична енергия в т. 1 е равна на пълната механична енергия в т. 1', отстояща на разстояние x от т. 1 (фиг. 1а). В началото на улея кинетичната енергия е нула, а потенциалната - $mgh = mgx \sin \alpha$ (за нулево ниво на потенциалната енергия може да се приеме нивото, което топчето има след като измине път x по улея). В т. 1' потенциалната енергия е нула, а кинетичната енергия е сума от кинетичната енергия на постъпателното движение на центъра на

масите $\frac{mv_c^2}{2}$ и кинетичната енергия на въртеливо движение $\frac{I_c \omega^2}{2}$ (I_c - инерционния момент на топчето). Освен това при движението на топчето част от неговата механична енергия се разсейва вследствие на наличието на силата на триене при търкаляне, съпротивлението на въздуха и др. Тази разсеяна енергия се нарича енергия на загубите E_f . От закона за запазване на енергията следва

$$(1) \quad mgx \sin \alpha = \frac{mv_c^2}{2} + \frac{I_c \omega^2}{2} + E_f$$

При търкаляне без хлъзгане моментните допирни точки на топчето A и B са неподвижни. Тъй като тези точки участвуват едновременно в две движения: постъпателно със скорост равна на скоростта на центъра на масите v_c и въртеливо -

линейна скорост $v = \omega r' = \omega \frac{r}{\sqrt{2}}$ (фиг.1б), то техните резултантни скорости са

$$v_{A(B)} = v_c - v = 0 \text{ или } v_c = v = \omega \frac{r}{\sqrt{2}}, \text{ откъдето } \omega = \frac{v_c \sqrt{2}}{2}$$

Енергията на загубите може да се приеме, че е равна на работата на една средна сила на съпротивление, която остава постоянна при движението на топчето по улея, т.е. $E_f = \bar{F}_s \cdot x$. Като се замести в (1) ω и E_f със съответните им равни и като се има предвид, че

$$I_c = \frac{2mr^2}{5},$$

уравнението (1) се трансформира в

$$(2) \quad \left(g \sin \alpha - \frac{\bar{F}_s}{m} \right) x = \frac{9v_c^2}{10}$$

Диференцирайки последното равенство по времето и имайки предвид, че

$\frac{dx}{dt} = v_c$, а $\frac{dv_c}{dt} = a_c$, се стига до израз за ускорението на центъра на масите

$$(3) \quad a_c = \frac{5}{9} \left(g \sin \alpha - \frac{\bar{F}_s}{m} \right)$$

Вижда се, че ускорението е постоянно, т.е. движението на топчето по улея е равноускорително. Тогава пътят, изминат от топчето по улея е $s = \frac{a_c t^2}{2}$, а скоростта, с която то напуска улея (крайната скорост) е

$$(4) \quad v_{ck} = \frac{2s}{t}$$

Движението на топчето от т. 2 до т. 3 е движение на тяло, хвърлено по ъгъл α спрямо хоризонта с начална скорост \bar{v}_{ck} (фиг.1а).

В избраната координатна система (фиг.1а) уравненията на това движение са

$$x = v_{ck} t \cos \alpha$$

$$y = H - v_{ck} t \sin \alpha - \frac{gt^2}{2}$$

Ако в тези уравнения се положи $t=t'$ (t' е времето, за което топчето се движи от т. 2 до т. 3), то $x = d$ и $y = 0$. Тогава чрез елиминирание на времето t' се получава формула за земното ускорение

$$(5) \quad g = \frac{2v_{\text{ck}}^2 \cos^2 \alpha (H - d \operatorname{tg} \alpha)}{d^2}$$

Опитна постановка

Наведената равнина представлява метален правоъгълен улей, с дължина два метра. Тя има градуирана дъга, по която се отчита ъгълът, който сключва с хоризонталната равнина. Пускането на топчето по наведената равнина става чрез електромагнит, а интервала от време за движението му по нея се отчита от електронен хронометър, който се включва в момента на освобождаването на топчето от електромагнита, а изключването става автоматично, в момента в който топчето напуска наведената равнина. Всичко това води до намаляване на субективната грешка свързана с отчитането на времето.

Задачи и начин на изпълнение

1. Определяне на скоростта, с която топчето напуска улея v_{ck} , като се използва формула (4).

За тази цел се измерва 10 пъти времето t , за което топчето изминава определен път S . Данните от тази серия от измервания се нанасят в таблица. Определя се средната стойност на измерваното време \bar{t} и средната квадратична грешка по формулата на Гаус Δt . Замества се средната стойност \bar{t} във формула (4) и се определя крайната скорост v_{ck} . Относителната грешка се определя от формулата

$$\frac{\Delta v_{\text{ck}}}{v_{\text{ck}}} = \frac{\Delta s}{s} + \frac{\Delta t}{t}$$

където $\Delta S = 1 \text{ mm}$.

2. Определяне на земното ускорение g .

Като се използва формула (5) да се изчисли стойността на земното ускорение. За целта е необходимо да се измерят величините H , d и v_{ck} (фиг. 1 а). Височината H се измерва с метър от края на наведената равнина до пода с точност 1 mm, а стойността на ъгъла α се отчита по ъгловата градуирана скала на улея. Разстоянието d (фиг. 1 а) се измерва като върху пода се закрепва лист хартия, който се покрива с индиго. Така върху хартията се фиксира мястото на всяко попадение на топчето (точка 3). Тъй като топчето се пуска десет пъти по улея, то върху хартията се получават разхвърляни десет точки на попадение. Това представлява добра нагледна илюстрация на разсейването при измерване на дадена физична величина. За определяне на d се измерва разстоянието на проекцията на всяко попадение върху правата, представляваща продължение на наведената равнина до точката, в която отвесът, спуснат от края на наведената равнина, докосва пода. Получените резултати се нанасят в таблица и се определя средната стойност d_{cp} по формулата

$$d_{\text{cp}} = \frac{\sum d_i}{n}$$

Получените стойности за v_{ck} , α , H и d_{cp} се заместват във формула (5), от която се

изчислява стойността на земното ускорение. Относителната грешка се изчислява по формулата

$$\frac{\Delta \mathbf{g}}{\mathbf{g}} = \pm \left[2 \left(\frac{\Delta \mathbf{t}}{\mathbf{t}} + \frac{\Delta \mathbf{s}}{\mathbf{s}} + \frac{\Delta \mathbf{d}}{\mathbf{d}} \right) + \frac{\Delta \mathbf{H} + \Delta \mathbf{d} \operatorname{tg} \alpha}{\mathbf{H} - \mathbf{d} \operatorname{tg} \alpha} \right]$$

където $\Delta \mathbf{H}$ се оценява от точността на използвания метър, а $\Delta \mathbf{d}$ се оценява по формулата на Гаус.

3. Определяне на енергията на загубите E_f . Енергията на загубите се изчислява от уравнение (1), в което се заместват стойностите $x = S$ и $v_c = v_{\text{ск}}$. Средната сила на съпротивление се определя от

$$\overline{F}_s = \frac{E_f}{s}$$

4. Определяне на коефициентът на триене при търкаляне f_R .

Определя се ъгълът на наклона на наведената равнина (улея) α' , при който топчето се движи равномерно, т.е. $\mathbf{a}_c = \mathbf{0}$. Тогава от формула (3) следва

$$(6) \quad \sin \alpha' = \frac{\overline{F}_s}{m g}$$

Силата на триене при търкаляне се описва от закона на Кулон

$$F_R = f_R \frac{N}{R},$$

където f_R е коефициентът на триене при търкаляне, N - нормалния натиск и R - радиусът на търкалящото се тяло. Ако се приеме, че средната сила на съпротивление е равна на силата на триене при търкаляне в разглеждания случай, то:

$$m g \sin \alpha' = f_R \frac{N}{R} = f_R \frac{m g \cos \alpha'}{\frac{r}{\sqrt{2}}}$$

(фиг. 1 б), откъдето следва че

$$f_R = \frac{r}{\sqrt{2}} \operatorname{tg} \alpha'$$

Като се има предвид (6) следва

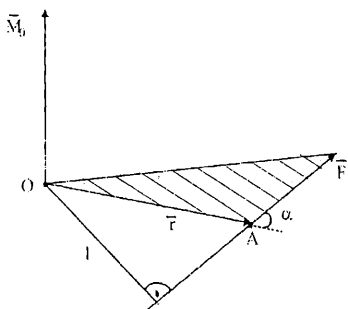
$$f_R = \frac{r}{\sqrt{2}} \frac{\overline{F}_s}{\sqrt{(m g)^2 - \overline{F}_s^2}}$$

От последната формула се изчислява коефициентът на триене при търкаляне f_R .

2.3. Изучаване на законите на въртливото движение на твърдо тяло

1. Кратко теоретично въведение

Твърдото тяло представлява съвкупност от материални точки, взаимното разположение на които остава неизменно в процеса на движението. Въртливо движение на твърдото тяло се нарича такова движение, при което всички негови точки се движат по окръжности, центровете на които лежат върху една права. Тази права се нарича ос на въртене на тялото. Оста на въртене може да е неподвижна, да извършва постъпателно или въртливо движение.



Фиг. 1

Ако твърдото тяло извършва въртливо движение около неподвижна ос, промяната на въртливото му движение зависи от моментите на действащите върху него външни сили. Ако \vec{F} е външната сила, то нейният момент спрямо неподвижната точка O фиг. 1 е векторната величина \vec{M}_O , равна на векторното произведение на радиус - вектора \vec{r} , прекаран от точката O към приложената точка на A силата, и силата \vec{F} .

Този вектор е перпендикулярен на равнината, в която лежат векторът на силата \vec{F} и радиус векторът \vec{r} . Посоката му съвпада с посоката на постъпателно движение на десен винт при въртенето му от \vec{r} към \vec{F} . Големината на момента на силата е равна на

$$(1) \quad \vec{M}_O = \vec{r} \times \vec{F}.$$

Този вектор е перпендикулярен на равнината, в която лежат векторът на силата \vec{F} и радиус векторът \vec{r} . Посоката му съвпада с посоката на постъпателно движение на десен винт при въртенето му от \vec{r} към \vec{F} . Големината на момента на силата е равна на

$$(2) \quad M = Fr \sin(\angle \vec{r}\vec{F}) = Fr \sin \alpha,$$

където α е ъгълът между \vec{r} и \vec{F} , а $rsin\alpha = l$ е най-късото разстояние между линията на действие на силата и точката O . Това разстояние l се нарича рамо на силата.

Момент на силата \vec{F} спрямо неподвижна ос z се нарича скаларната величина M_z , равна на проекцията върху оста z на вектора на момента на силата относно произволна точка O от оста z фиг. 2

$$(3) \quad M_z = M_O \cos \beta,$$

β - ъгълът между \vec{M}_O и оста z

Основният закон на динамиката на въртливото движение на твърдото тяло се

изразява с уравнението

$$(4) \quad \frac{d\bar{L}}{dt} = \bar{M} = I\bar{\varepsilon},$$

\bar{L} - момент на импулса на твърдото тяло спрямо същата ос; $\bar{\varepsilon}$ - ъгловото ускорение.

Моментът на импулса \bar{L} е една от основните динамични характеристики на въртеливото движение, явяваща се аналог на величината импулс, характеризираща постъпателното движение. Както и в случая на момента на силата, момента на импулса спрямо точка O - L_0 и спрямо ос z са свързани с подобно съотношение

$$(5) \quad L_z = L_0 \cos \beta$$

Моментът на импулса \bar{L}_0 на твърдото тяло се получава като сума от елементарните моменти на импулса на отделните частици, елемент от твърдото тяло m_i -

$\bar{L}_i = \bar{r}_i \times m_i \bar{v}_i$ (\bar{r}_i - радиус - вектор спрямо точката O на i -тия елемент) -
 $\bar{p}_i = m_i \bar{v}_i$ - импулс на i -тия елемент.

Всяко тяло притежава три свободни оси на въртене, които са взаимно перпендикулярни и преминават през центъра на масата му. Тези оси се наричат главни инерчни оси на тялото. Ако тялото притежава оси на симетрия, то очевидно, че тези оси на симетрия ще бъдат и главни инерчни оси.

Вектора на момента на импулса на тяло, извършващо въртеливо движение спрямо главна ос, съвпада с оста на въртене и с посоката на вектора на ъгловата скорост $\bar{\omega}$, при което е в сила равенството

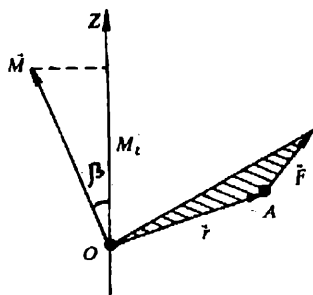
$$(6) \quad \bar{L} = I\bar{\omega}$$

$\bar{\omega}$ - ъглова скорост - $\bar{\omega} = \frac{d\bar{\varphi}}{dt}$, $\bar{\varepsilon} = \frac{d\bar{\omega}}{dt}$ - ъглово ускорение ($d\bar{\varphi}$ - ъгъл на елементарното завъртане). Връзката между линейната и ъгловата скорост и ускорение се дава с уравненията

$$(7) \quad \mathbf{v} = \omega \mathbf{r}; \quad \mathbf{a}_\tau = r\varepsilon; \quad \mathbf{a}_n = \omega^2 \mathbf{r}$$

r - разстояние на точката до оста на въртене; I - инерчен момент на тялото спрямо съответната ос.

Инерчният момент характеризира инертността на телата при въртеливо движение, така както масата характеризира инертността на телата при постъпателно движение.



Фиг. 2

Инерчният момент на елементарната маса m_i , движеща се по окръжност на разстояние r от неподвижна ос, е

$$(8) \quad I = r_i^2 m_i$$

В системата SI той се измерва в $\text{kg} \cdot \text{m}^2$. Инерчният момент на тяло, състоящо се от n на брой елементарни маси е

$$(9) \quad I = \sum_{i=1}^n r_i^2 m_i$$

При разглеждането на тялото като непрекъсната среда с непрекъснато разпределение на масата тази сума може да бъде изразена чрез интегриране по целия обем на тялото

$$(10) \quad I = \int_m r^2 dm = \int_v r^2 \rho dv$$

където $dm = \rho dv$, (ρ - плътността на тялото).

От горните зависимости се вижда, че инерчният момент I на телата спрямо дадена ос зависи както от тяхната маса така и от нейното разпределение относно оста на въртене, а също така тяхната форма и размери.

При тела, притежаващи симетрично разпределение около оста на въртене, интегрирането на (10) лесно може да бъде осъществено. Например за хомогенен цилиндър с височина h и радиус R , извършващ въртеливо движение около ос, съпадаща с оста на цилиндъра, интегрирането може да се извърши по следния начин: цилиндърът се разделя на безкрайно тънки коаксиални цилиндрични повърхнини с дебелина на стената dr ; разглежда се една от тях с вътрешен радиус r - фиг. 3; определя се елементарният обем

$$dv = 2\pi r h dr$$

Инерчният момент на всеки един от тези цилиндри е

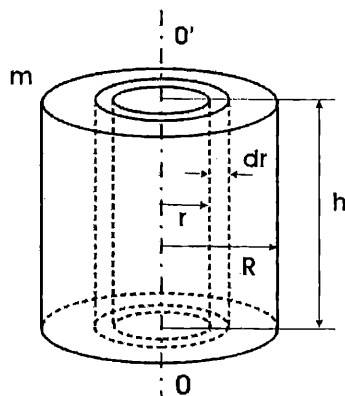
$$dI = 2\pi r^3 h dr$$

За цилиндъра инерчният момент I се получава чрез интегриране на dI в граници от 0 до R

$$(11) \quad I = \int_0^R dI = \frac{1}{2} \pi h R^4 = \frac{1}{2} m R^2,$$

където $m = \pi R^2 h \rho$ е масата на цилиндъра

Аналогично може да бъде получен и инерчният момент на пръстен с вътрешен



Фиг. 3

радиус R_1 и външен - R

$$(12) \quad I = \frac{1}{2} m (R_1^2 + R^2)$$

Ако е известен инерчният момент на тяло спрямо ос, минаваща през центъра на масата му - I_0 , инерчният момент на това тяло спрямо коя и да е друга ос успоредна на първата и намираща се на разстояние a от нея може да бъде определен с помощта на теоремата на Хюйгенс - Щайнер

$$(13) \quad I = I_0 + m a^2$$

която гласи: инерчният момент I на тяло спрямо произволна ос на въртене е равен на инерчния му момент I_0 спрямо успоредна ос, минаваща през центъра на масата му и произведението от масата на тялото m и квадрата на разстоянието a между осите.

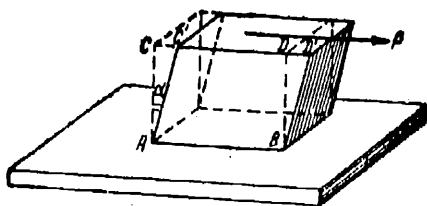
Телата извършващи въртливо движение притежават кинетична енергия

$$(14) \quad E_{\text{к.врт.}} = \frac{I\omega^2}{2}$$

2.3.1 Определяне на инерчния момент на тяло и дирекционния момент на нишка. Модул на усукване

Кратко теоретично въведение

Един от удобните начини за практическо определяне на инерчния момент на



Фиг. 4

дадено тяло е използването на торзионно махало. То представлява еластична нишка, горният край на която е закрепен неподвижно, а на долният се окачва тялото, така че свободната ос на въртене (нишката) да минава през центъра на масата му. Завъртането на тялото на малък ъгъл ϕ е свързано с усукване на нишката, което е съпроводено с възникването на въртящ разсукващ момент $M = D\phi$, където

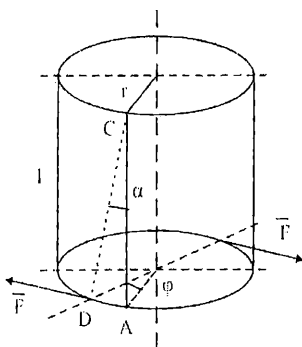
D се нарича дирекционен момент. Той се стреми да върне тялото в равновесното му положение. В резултат на това възниква периодично движение - торзионно люлеене. Периодът на това движение зависи от инерчния момент на тялото I и дирекционния момент на нишката D - момента на двойката сили възникващ при усукване на нишката на ъгъл един радиан.

$$(15) \quad T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{D}}$$

Дирекционният момент на нишката зависи от материала от който тя е изработена и от нейните размери

(16)

$$D = \frac{\pi r^4}{2l} G,$$



Фиг. 5

r - радиус на нишката; l - дължина на нишката; G - модул на еластичност при усукване.

Ако върху едно тяло с паралелепипедна форма, чиято основа е неподвижно закрепена, действа тангенциално равномерно разпределена по повърхността сила, успоредна на основата фиг. 4, тя предизвиква деформация при хлъзгане. Тя се изразява в паралелно отместване на пластове на тялото. В резултат на това тялото се наклонява на ъгъл α , без при това да променя размерите си. Ъгълът α се нарича ъгъл на отместването. В рамките на еластичната деформация

$$(\alpha \approx \text{tg} \alpha = \frac{CC'}{AC}),$$

ъгълът на отместване ще бъде пропорционален на приложено-

то тангенциално напрежение ($P=F/S$)

$$\alpha = \frac{l}{G} \cdot \frac{F}{S}$$

G - модул на еластичност при хлъзгане, зависещ от материала от който е направено тялото.

Както се вижда от горната зависимост този модул се изразява чрез приложено-то тангенциално напрежение, което създава отместване на ъгъл един радиан. В системата SI модулет на еластичност при хлъзгане има размерност N/m^2 .

Усукването на цилиндрично тяло - нишка е свързано с отместване на пластове-те чрез завъртане, под действие на двойка сили, действащи тангенциално фиг. 5. Както се вижда от чертежа на всеки ъгъл на усукване ϕ ще съответствува ъгъл на хлъзгане α . Поради това деформацията на усукване зависи от модула на еластичност при хлъзгане G . В този случай той се нарича модул на еластичност при усукване или торзионен модул.

Опитна постановка

Опитната постановка (фиг. 6)-представлява торзионно махало, състоящо се от статив с масивна метална основа, към който посредством еластична метална нишка се окачват изследваните тела: хомогенен метален диск; метален пръстен и две цилиндрични метални тела.

Задачи и начин на изпълнение

1. Да се определи инерчния момент на хомогенен пръстен и дирекционен на нишка посредством торзионно махало.
2. Да се определи модулет на еластичност при усукване на нишка.

Параметрите на торзионното махало се определят по следния начин. I_0 се изчислява от формула (11),къто масата m на диска се измерват с аperiодична лабораторна везна с точност $1 \cdot 10^{-4}$ kg,а радиусът R - с шублер с точност $1 \cdot 10^{-4}$ m. Периодът

T на торзионното махало се определя, чрез измерване с хронометър, с точност 0.2 s, на времето t за 10 пълни люлеения.

$$T = \frac{t}{10}$$

Дирекционният момент D на нишката се изчислява по формулата

$$(17) \quad D = \frac{4\pi^2}{T^2} \cdot I_0.$$

Върху диска се поставя пръстенът и по същия начин се определя отново периодът T_1 на махалото. Чрез преобразуване на (15), като има предвид, че инерчният момент на полученото съставно тяло е

$$I = I_0 + I_1,$$

и получената стойност за дирекционния момент (17), се получава зависимостта

$$(18)$$

$$I_1 = I_0 \frac{T_1^2 - T^2}{T^2},$$

с помощта на която се изчислява инерчният момент I_1 на пръстена.

Експериментално получената стойност за I_1 се сравнява с изчислената от (12). За целта се измерват с шублер с точност $1 \cdot 10^{-4}$ m външния - R и вътрешния - R_1 радиуси на пръстена и с аperiодична везна с точност $1 \cdot 10^{-4}$ kg неговата маса - m_1 .

Вместо пръстена върху диска се поставят симетрично на разстояние a от нишката (оста на въртене) две еднакви хомогенни цилиндрични тела, всяко с маса m_2 и радиус R_2 . Общият им инерчен момент I_2 се изчислява от (18). За целта периодът

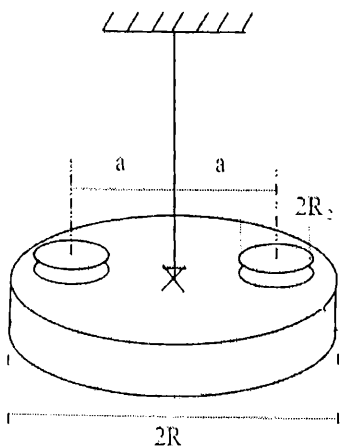
T_2 се определя по същия начин, както T_1 . Експериментално получената стойност за I_2 се сравнява с изчислената по формула (19), която е следствие от теоремата на Хюйгенс - Щайнер (13)

$$(19) \quad I_2 = 2 \left(\frac{m_2 R_2^2}{2} + m_2 a^2 \right),$$

Модулът на еластичност при усукване G на нишката се пресмята по формула (20), получена от формула (16) след заместване на D от формула (17) и I_0 от формула (11)

$$(20) \quad G = \frac{4\pi m l R^2}{r^4 T^2}.$$

Радиусът на нишката r и дължината l се измерват, съответно с микрометър с точност $1 \cdot 10^{-5}$ m и линейка с точност $1 \cdot 10^{-3}$ m.



Фиг. 6

Относителната грешка, при определяне на инерчния момент на диска I_0 , дирекционния момент на нишката D , инерчния момент на пръстена I_1 и модула на еластичност при усукване G се изчисляват по формулите:

$$(21) \quad \frac{\Delta I_0}{I_0} = \pm \left(\frac{\Delta m}{m} + \frac{2\Delta R}{R} \right),$$

$$(22) \quad \frac{\Delta D}{D} = \pm \left(\frac{\Delta I_0}{I_0} + \frac{2\Delta T}{T} \right),$$

$$(23) \quad \frac{\Delta I_1}{I_1} = \pm \left(\frac{\Delta I_0}{I_0} + \frac{2\Delta T}{T} + \frac{2\Delta T}{T_1 - T} \right)$$

$$(24) \quad \frac{\Delta G}{G} = \pm \left(\frac{\Delta m}{m} + \frac{\Delta l}{l} + 2 \frac{\Delta R}{R} + 4 \frac{\Delta r}{r} + 2 \frac{\Delta T}{T} \right)$$

2.3.2. Определяне на инерчния момент на маховик

Кратко теоретично въведение

Маховик се нарича масивно хомогенно цилиндрично тяло, извършващо въртливо движение около оста си на симетрия, която е главна свободна ос спрямо която инерчният момент е максимален.

Разглеждания в случая маховик фиг. 7 е пръстеневидно хомогенно тяло с вътрешен радиус R_1 и външен радиус R . Допълнителният вал е хомогенно цилиндрично тяло, изработено от същия материал, от който е изработен и маховика. Инерчният момент на маховика, спрямо оста на въртене, съгласно (12) е

$$(25) \quad I_{\max} = \frac{1}{2} M (R^2 + R_1^2),$$

където M е масата на маховика.

Масата на маховика може да се определи като се използва зависимостта

$$M = \pi h \rho (R^2 - R_1^2),$$

ρ - плътност на материала.

Инерчния I_v момент на допълнителния вал е

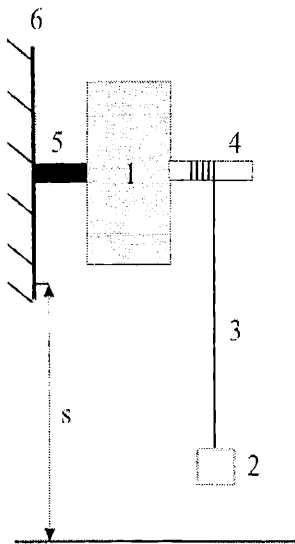
$$I_v = \frac{M' r^2}{2}; \quad M' = \pi h' \rho r^2$$

Инерчният момент на системата

$$(26) \quad I = I_{\max} + I_v$$

Опитна постановка

Опитната постановка фиг. 7 представлява система, състояща се от маховик - 1 и допълнителен плътен вал - 4 с радиус r и дължина h , чиято ос съвпада с оста на маховика. Оста на въртене - 5 на маховика е закрепена посредством масивна стоманена плоча - 6 неподвижно към стената на лабораторията. Привеждането на маховика във въртливо движение се осъществява от тяло с маса $m - 2$, окачено на тънка



Фиг. 7

неразтеглива нишка - 3, която се навива върху допълнителния вал. За да се намали триенето са използвани съчмени лагери.

Задачи и начин на изпълнение

1. Да се определи инерчният момент на маховика и допълнителното цилиндрично тяло към него и да се сравни получения резултат с изчисления от теоретичната зависимост.

2. Да се определи момента на средната сила на триене при движение на системата.

Измерванията се провеждат на два етапа: тежестта с маса m се повдига на височина S от пода на лабораторията, посредством намотаване на нишката. Определянето на S се извършва по отношение на белег върху плочата - 6, чието разстояние до пода е предварително зададено. След това тежестта се освобождава, при което тя привежда маховика във въртеливо движение.

За време t_1 , постъпателно движещата се тежест достига пода, при което закрепения посредством шифт към допълнителния вал - 4 край на нишката се освобождава. Маховикът продължава въртеливото си движение по инерция и след време t_2 спира вследствие действието на силите на триене в лагерите на окачването.

Непосредствено измервани величини са времената t_1 и t_2 , и изменението на височината S на тялото 2 спрямо пода. Масата на тежестта - m , масата на маховика - M , радиусите на маховика R и R_1 , масата на допълнителния вал - M' и r и h на допълнителния вал и ρ на материала, се дават предварително.

Пълната механична енергия за системата, разглеждана като изолирана, в която действуват и дисипативни сили е свързана с потенциалната енергия на тялото 2 издигнато на височина S , спрямо пода. За време t_1 изменението на потенциалната енергия е

$$(27) \quad m g S = \frac{m v^2}{2} + \frac{I \omega^2}{2} + A_{\text{тр}},$$

където първите два члена са кинетична енергия на постъпателно движение на тялото 2 и кинетичната енергия на въртеливо движение на маховика и вала.

Скоростта v , която придобива тежестта в момента на откъчването на нишката t_1 , е свързана с максималната ъглова скорост ω на маховика

$$(28) \quad v = \omega r$$

Работата, извършвана от силите на триене $A_{\text{тр}}$, е

$$(29) \quad A_{\text{тр}} = \int_0^{\varphi_1} M_{\text{тр}}(\varphi) d\varphi,$$

където $M_{\text{тр}}$ е моментът на силите на триене, а φ_1 - пълният ъгъл на завъртане на

маховика за време t_1 . Ако се приеме, че момента на силите на триене е константа в рамките на експерименталната точност, то

$$(30) \quad A_{\text{тр}} = M_{\text{тр}} \int_0^{\varphi_1} d\varphi$$

От връзката между между пълния ъгъл на завъртане φ_1 и броя на оборотите n_1 , извършвани от маховика за време t_1 , $\varphi_1 = 2\pi n_1$, се получава

$$(31) \quad A_{\text{тр}} = M_{\text{тр}} \cdot 2\pi n_1.$$

От (31) и (27) се получава

$$(32) \quad m g S = \frac{m v^2}{2} + \frac{I \omega^2}{2} + M_{\text{тр}} \cdot 2\pi n_1$$

След откачването на тялото 2, маховикът извършва n_2 оборота, при което кинетичната енергия на въртливо движение, в резултат на действието на момента на силите на триене $M_{\text{тр}}$ се превръща в топлина. От закона за запазване на пълната механична енергия следва

$$(33) \quad \frac{I \omega^2}{2} = M_{\text{тр}} \cdot 2\pi n_2$$

Като се замести (33) в (32) се получава

$$(34) \quad m g S = \frac{m v^2}{2} + \frac{I \omega^2}{2} \left(1 + \frac{n_1}{n_2} \right).$$

При предположението, че $M_{\text{тр}}$ не зависи от скоростта ($M_{\text{тр}} = \text{const}$), движението на маховика, може да се разглежда като равнопроменливо, то

$$(35) \quad I = m r^2 \left(\frac{g t_1^2}{2S} - 1 \right) \cdot \frac{n_2}{n_1 + n_2}.$$

Измерването на броя обороти n_1 и n_2 , осъществено със подходяща електронна система, дава възможност от горната зависимост директно чрез заместване да се получи стойността на инерчния момент на маховика.

Вместо измерване на броя обороти може да се измерят интервалите от време t_1 и t_2 , и като се имат предвид зависимостите

$$(36) \quad n_1 = \frac{S}{2\pi r} \quad \left(S = \frac{v t_1}{2} = \frac{\omega r t_1}{2} \right),$$

откъдето

$$(37) \quad n_1 = \frac{\omega r t_1}{4\pi r} = \frac{\omega}{4\pi} t_1.$$

Броя обороти n_2 се получава от времето t_2 , като се има предвид изменението на момента на импулса на маховика, вследствие на действието на момента на силите на триене $M_{\text{тр}}$.

$$(38) \quad \mathbf{I}\omega = \mathbf{M}_{\text{тр.}} \mathbf{t}_2$$

Почленното разделяне на (38) и (33) дава

$$(39) \quad \mathbf{n}_2 = \frac{\omega}{4\pi} \mathbf{t}_2$$

От (34), (37) и (39) за инерчния момент се получава

$$(40) \quad \mathbf{I} = \mathbf{m} \mathbf{r}^2 \left(\frac{\mathbf{g} \mathbf{t}_1^2}{2\mathbf{S}} - 1 \right) \frac{\mathbf{t}_2}{\mathbf{t}_1 + \mathbf{t}_2}$$

Средният момент на силите на триене може да се определи от зависимостта

$$(41) \quad \mathbf{M}_{\text{♦.р.}} = \mathbf{m} \mathbf{g} \mathbf{r} \left(1 - \frac{2\mathbf{S}}{\mathbf{g} \mathbf{t}_1^2} \right) \frac{\mathbf{t}_1}{\mathbf{t}_1 + \mathbf{t}_2},$$

получена от (36), (38) и (40).

Експериментално установената стойност на инерчния момент \mathbf{I} да се сравни с теоретично изчислената от

$$(42) \quad \mathbf{I} = \frac{\mathbf{M}_{\text{max.}} (\mathbf{R}^2 + \mathbf{R}_1^2)}{2} + \frac{\mathbf{M}_v \mathbf{r}^2}{2} + \mathbf{I}_{\text{лаг.}}$$

където: \mathbf{M} е масата на маховика; \mathbf{R}_1 и \mathbf{R} са вътрешния и външния радиус на маховика; \mathbf{r} радиуса на вала; \mathbf{M}^l масата на вала и $\mathbf{I}_{\text{лаг.}}$ - инерчния момент на лагерите.

Измерванията на \mathbf{t}_1 и \mathbf{t}_2 се провежда многократно (10 пъти) и получените стойности се нанасят в таблица.

С изчислените стойности за $\mathbf{t}_{1\text{ср}}$ и $\mathbf{t}_{2\text{ср}}$ се изчислява инерчния момент и момента на силите на триене.

Относителната грешка на измерваните величини се изчислява от

$$\frac{\Delta \mathbf{I}}{\mathbf{I}} = \pm \left(\frac{2\Delta \mathbf{r}}{\mathbf{r}} + \frac{\Delta \mathbf{S}}{\mathbf{S}} + \frac{2\Delta \mathbf{t}_1}{\mathbf{t}_1} + \frac{\Delta \mathbf{t}_2}{\mathbf{t}_2} + \frac{\Delta \mathbf{t}_1 + \Delta \mathbf{t}_2}{\mathbf{t}_1 + \mathbf{t}_2} \right)$$

$$\frac{\Delta \mathbf{M}_{\text{♦.р.}}}{\mathbf{M}_{\text{♦.р.}}} = \pm \left(\frac{\Delta \mathbf{r}}{\mathbf{r}} + \frac{\Delta \mathbf{t}_1}{\mathbf{t}_1} + \frac{\Delta \mathbf{t}_1 + \Delta \mathbf{t}_2}{\mathbf{t}_1 + \mathbf{t}_2} \right),$$

където $\Delta \mathbf{t}_1$ и $\Delta \mathbf{t}_2$ са средните квадратични грешки на средната стойност получе-

ни от $\Delta \mathbf{t} = \sqrt{\frac{\sum \Delta \mathbf{t}_i^2}{\mathbf{n}(\mathbf{n} - 1)}}$

2.4. Удар между две тела

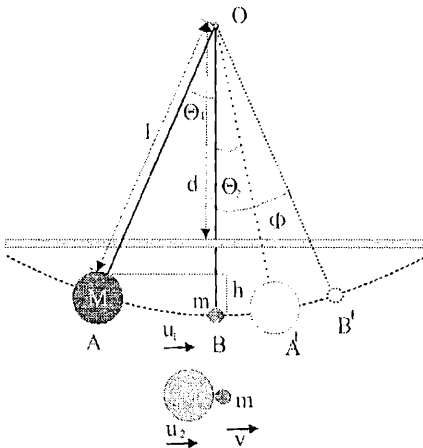
Кратко теоретично въведение

Под удар във физиката се разбира съвкупността от явления, възникващи при кратковременно взаимодействие между тела, настъпващи, при максималното им приближаване. Ударът между две тела предизвиква деформации. Кинетичната енергия, която телата притежават преди удара, частично или напълно се превръща в потенциална енергия на деформация и в така наречената вътрешна енергия, която е свързана с повишаване на температурата на телата.

Съществуват два вида гранични удари: идеално еластичен и идеално нееластичен. В момента на идеално еластичен удар кинетичната енергия на телата преминава напълно или частично в потенциална енергия на еластична деформация. В следващия момент телата възвръщат първоначалната си форма, т.е. потенциалната енергия на еластичната деформация отново преминава в кинетична енергия и след удара телата се разлетяват с различни скорости. При този удар няма разсейване (дисипация) на механична енергия, т.е. механичната енергия не се превръща в друг вид енергия (напр. вътрешна). При идеално еластичния удар е в сила законът за запазване на пълната механична енергия и законът за запазване на импулса.

Идеално нееластичен удар е този, при който не възниква еластична деформация. Кинетичната енергия на телата се превръща напълно или частично във вътрешна енергия, като след удара телата или се движат с една и съща скорост или се намират в покой. При този удар е в сила само законът за запазване на импулса. Законът за запазване на пълната механична енергия не е в сила, тъй като механичната енергия напълно или частично се разсейва. В сила е по-общия закон: законът за запазване на механичната и вътрешната енергия.

В настоящото лабораторно упражнение се разглежда прав централен удар между две хомогенни топчета (сфери) с различни радиуси и различни маси M и m . Те са окачени на нишки с дължина l , така че двете топчета представляват две балистични махала (фиг.1). В покой, когато махалата са във вертикално положение, двете топчета се допират така, че центровете им да са на едно ниво. След това махалото с маса M се отклонява на ъгъл Θ_i , в положение A (фиг. 1), пуска се и се произвежда централен удар в положение B , така че скоростите непосредствено преди и след удара да имат едно и също направление (прав централен удар). Скоростите на топчетата непосредствено преди удара u_1 и непосредствено след удара u_2 и v (фиг. 1) се



Фиг. 1

В настоящото лабораторно упражнение се разглежда прав централен удар между две хомогенни топчета (сфери) с различни радиуси и различни маси M и m . Те са окачени на нишки с дължина l , така че двете топчета представляват две балистични махала (фиг.1). В покой, когато махалата са във вертикално положение, двете топчета се допират така, че центровете им да са на едно ниво. След това махалото с маса M се отклонява на ъгъл Θ_i , в положение A (фиг. 1), пуска се и се произвежда централен удар в положение B , така че скоростите непосредствено преди и след удара да имат едно и също направление (прав централен удар). Скоростите на топчетата непосредствено преди удара u_1 и непосредствено след удара u_2 и v (фиг. 1) се

намират по следния начин: В положение **A** топчето с маса **M** има само потенциална енергия $E_p = Mgh$, а непосредствено преди удара (положение **B**) само кинетична енергия $E_k = Mv^2/2$. Съгласно закона за запазване на пълната механична енергия

$$Mgh = \frac{Mu_1^2}{2} \text{ или } u_1 = \sqrt{2gh}$$

Както се вижда от фиг. 1 $h = l(1 - \cos \theta_1) = 2l \sin^2 \frac{\theta_1}{2}$ или

$$(1) \quad u_1 = 2\sqrt{gl} \sin \frac{\theta_1}{2}$$

След удара двете сфери достигат съответно положения **A'** и **B'**, съответстващи на отклонение от равновесното положение Θ_2 и Φ . Скоростите на топчетата след удара u_2 и v се определят чрез аналогични разсъждения, както по-горе

$$(2) \quad u_2 = 2\sqrt{gl} \sin \frac{\theta_2}{2}$$

$$(3) \quad v = 2\sqrt{gl} \sin \frac{\Phi}{2}$$

Съгласно закона за запазване на импулса: механичният импулс на системата преди удара е равен на механичния импулс на системата след удара

$$Mu_1 = Mu_2 + mv$$

или като се имат предвид уравнения (1), (2) и (3) законът за запазване на импулса добива вида

$$(4) \quad M \sin \frac{\theta_1}{2} = M \sin \frac{\theta_2}{2} + m \sin \frac{\Phi}{2}$$

Част от кинетичната енергия на топчетата се разсейва (превърща се например във вътрешна енергия). Тази вътрешна енергия **E** е равна на изменението на кинетичната енергия преди и след удара

$$E_i = \Delta E_k = \frac{Mu_1^2}{2} - \left(\frac{Mu_2^2}{2} + \frac{mv^2}{2} \right)$$

или след известни преобразувания

$$(5) \quad E_i = 2gl \left[M \left(\sin^2 \frac{\theta_1}{2} - \sin^2 \frac{\theta_2}{2} \right) - m \sin^2 \frac{\Phi}{2} \right]$$

При идеално нееластичен удар между същите топчета разсеяната механична енергия е

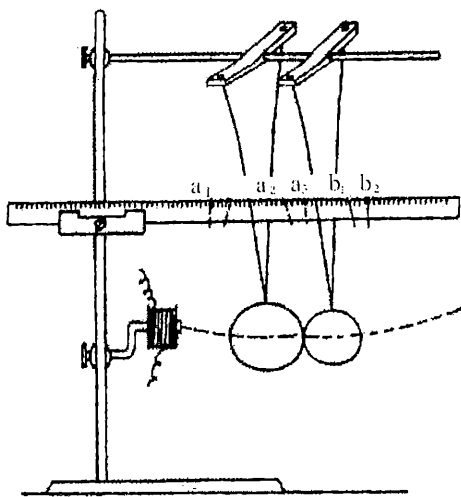
$$(6) \quad E_{i0} = \frac{Mm}{2(M+m)} u_1^2 \quad \text{или} \quad E_{i0} = 2gl \frac{Mm}{M+m} \sin^2 \frac{\theta_1}{2}$$

а при идеално еластичен удар разсеяната механична енергия е нула.

Разглежданият удар не е нито идеално еластичен ($E = 0$) нито идеално нееластичен ($E_1 = E_{10}$), т.е. $0 < E_1 < E_{10}$. Отношението $\Delta = E_1 / E_{10}$ може да покаже дали изследваният удар е близък до идеално еластичния ($\Delta \ll 1$) или до идеално нееластичния ($\Delta \sim 1$).

Опитна постановка

Две хомогенни метални топчета с различни маси са окачени едно до друго на разклоняващи се нишки (фиг.2), така че образуват две балистични махала. Краищата на нишките са закрепени на хоризонтални планки, чието положение може да се мени в хоризонтална равнина. По този начин се осигурява прав централен удар между двете балистични махала.



Фиг. 2

Посредством една хоризонтална скала (линейка), монтирана между нишките, която може да се мести във вертикално направление се отчита позицията на вертикалните нишки на махалата. Система с електромагнит, свързан във електрическа верига с ключ, монтиран на основата на вертикалния статив, дава възможност едното от топчетата да бъде фиксирано отклонено от равновесното му положение.

Задачи и начин на изпълнение

а) Експериментална проверка на закона за запазване на импулса.

Първоначално двете махала се нагласяват така, че във вертикално положение, те да се допират като техните центрове се намират на една и съща височина.

При това положение по хоризонталната скала се отчитат позициите на вертикалните нишки на махалата a_2 и b_1 (фиг.2). След това по-голямото топче се отклонява на ъгъл Θ_1 (позиция на нишката a_1) и се задържа от електромагнита. Прекъсва се електрическата верига на магнита, топчето се освобождава и се удря в неподвижното топче. Крайните позиции (a_3 и b_2) на нишките след удара за двете топчета се отчитат по хоризонталната скала. Тази процедура се повтаря десет пъти като се отчитат съответните стойности на a_{31} и b_{21} . Намират се средните стойности a_{3cp} и b_{2cp} . Определя се разстоянието d между точката на окачване и хоризонталната скала (фиг.1). Изчисляват се ъглите

$$\theta_1 = \arctg \frac{a_2 - a_1}{d}; \theta_2 = \arctg \frac{a_{3cp} - a_2}{d}; \Phi = \arctg \frac{b_{2cp} - b_1}{d}$$

Стойностите на масите M и m са дадени. Получените стойности на съответните величини се заместват в уравнение (4), което изразява закона за запазване на импулса. Двете страни на уравнение (4) би трябвало да са равни в рамките на из-

мервателните грешки.

б) Определяне на разсеяната механична енергия при удара.

Определя се разстоянието l (фиг.1), което е равно на нишката плюс радиуса на топчето. От формула (5) се пресмята разсеяната механична енергия E_s , т.е. тази, която се е превърнала във вътрешна. Вътрешната енергия E_{i0} , която би се отделила при идеално нееластичен удар между двете топчета се изчислява по формула (6). Изчислява се отношението $\Delta = E_s/E_{i0}$ и се прави заключение към кой от двата гранични удара е близък изследвания удар.

в) Определяне на коефициента на възвращаемост.

Този коефициент се дефинира като отношение на относителната скорост на телата след удара към относителната скорост на телата преди удара взето със знак минус

$$k = - \frac{u_2 - v}{u_1 - 0} = \frac{v - u_2}{u_1}$$

или

$$k = \frac{\sin \frac{\Phi}{2} - \sin \frac{\theta_2}{2}}{\sin \frac{\theta_1}{2}}$$

Коефициентът на възвръщаемост $k=1$ при идеално еластичен удар. $k=0$ при идеално нееластичен удар.

2.5. Определяне на земното ускорение с обръщаемо махало

Кратко теоретично въведение

Математичното махало представлява материална точка с маса m , окачена на тънка, неразтеглива, безтегловна нишка с дължина l (фиг.1). Отклонено от равновесното си положение на малък ъгъл ϕ (два три градуса) математическото махало извършва хармонични трептения с период

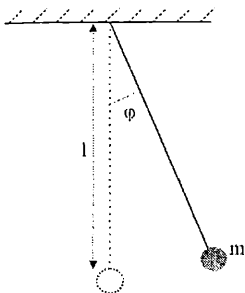
$$(1) \quad T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}$$

Всяко твърдо тяло, което може да се люлее около неподвижна хоризонтална ос, неминаваща през центъра на тежестта (центъра на инерцията), се нарича физично махало (фиг.2). При отклонение от равновесното положение на малък ъгъл, махалото извършва хармонични трептения с период

$$(2) \quad T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mg}}$$

I - инерчният момент на тялото спрямо хоризонталната ос, минаваща през точката O ; m - маса на махалото; g - земното ускорение; a - разстоянието между оста на окачването и центъра на тежестта - C

Ако се сравнят формули (1) и (2), ще се види, че на всяко физично махало



Фиг. 1

съответствува математично махало с един и същ период и дължина, която се определя от зависимостта

$$(3) \quad l_0 = \frac{I}{m a}$$

Тази дължина се нарича редуцирана (приведена) дължина на физичното махало. Периодът на физичното махало може да се изрази чрез редуцираната дължина l_0 , т.е.

$$(4) \quad T = 2\pi \sqrt{\frac{l_0}{g}}$$

Ако се нанесе редуцираната дължина l_0 от точката на окачването O по направление на правата OC ще се получи точка O' , която се нарича център на люлеене (фиг.2). Ако се "обърне" махалото и се окачи в центъра на люлеене O' , неговият период остава същия. Това твърдение се доказва по следния начин. Съгласно теоремата на Щайнер инерчният момент на махалото се представя във вида

$$(5) \quad I = I_c + m a^2$$

I_c е инерчният момент спрямо ос, минаваща през центъра на тежестта - C , успоредна на хоризонталната ос на въртене в точка O . Заместването на (5) в (3) дава

$$(6) \quad l_0 = \frac{I_c}{m a} + a$$

Махалото се окачва в центъра на люлеене O' . В съответствие с (6) редуцираната дължина в този случай ще бъде

$$(7)$$

$$I'_0 = \frac{I_c}{m (l_0 - a)} + (l_0 - a)$$

Последното уравнение може да се преобразува

$$(8) \quad I'_0 = l_0 + \frac{1}{m (l_0 - a)} [I_c + m a^2 - m l_0 a]$$

Тъй като, съгласно (5)

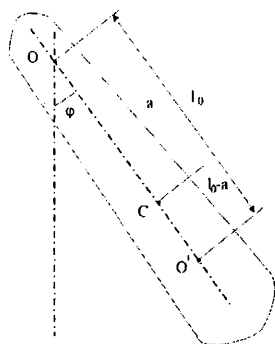
$$I = I_c + m a^2,$$

а от друга страна, от (3)

$$I = m l_0 a,$$

то следва, че изразът в средните скоби на (8) е нула. Тогава

$$I'_0 = l_0$$



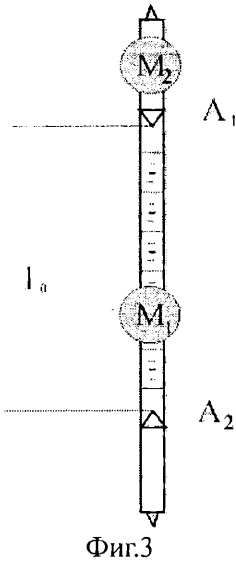
Фиг. 2

т.е. двете приведени дължини на махалото при окачването му в точка O и O' са равни, следователно и периодите съгласно (4) ще са равни.

Съществуването на две точки във всяко физично махало, при окачването, в които, махалото има един и същ период и една и съща редуцирана дължина, се използва за определяне на земното ускорение g с обръщаемо (реверсионно) махало.

Опитна постановка

Реверсионното махало представлява лек метален прът, към който са закрепени две успоредни една на друга призми A_1 и A_2 , острите ръбове на които са обърнати един към друг (фиг.3). Тези ръбове са осите около които се люлее махалото.



Фиг.3

На махалото са монтирани две лещообразни тежести M_1 и M_2 , които могат да се местят и фиксират на различни места по носещия метален прът. Едната от тежестите M_1 се мести между призмите A_1 и A_2 . Тя се нарича вътрешна. Другата тежест M_2 се мести от външната страна на едната призма и се нарича външна. С преместването на тежестите се измества и центъра на тежестта, т.е. изменя се периодът на люлеене на махалото. Определя се такова положение на тежестите, при което махалото става обръщаемо, т.е. при окачване на призмите A_1 и A_2 периодите на люлеене стават едни и същи. В този случай ръбовете на призмите A_1 и A_2 стават съответно център на люлеене и точка на окачване, а разстоянието между тях е равно на

редуцираната дължина на махалото l_0 . Тогава периодът на реверсионното махало се определя по формула (4), а от нея може да се определи земното ускорение g

$$(9) \quad g = 4\pi^2 \frac{l_0}{T^2}$$

l_0 - разстоянието между ръбовете на двете призми

T - периода на обръщаемото махало, който се определя опитно

Както се вижда от (9) земното ускорение се определя твърде просто с измерването на две величини: едно фиксирано разстояние l_0 и периодът T на реверсионното махало, който може да се измери с голяма точност. Изключено е трудното измерване на инерционния момент I и величината a .

Задачи и начин на изпълнение

1. Определяне на земното ускорение

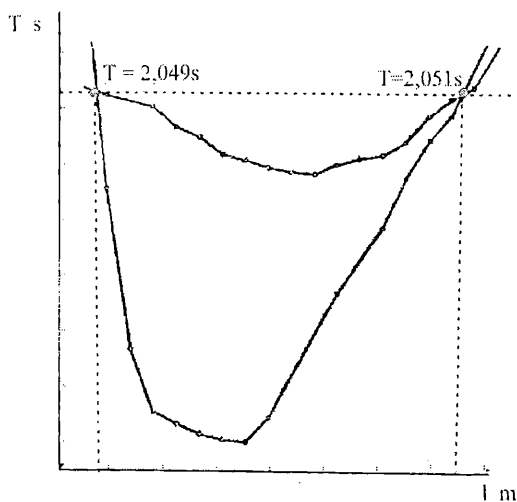
Определянето на земното ускорение - g от формула (9) се извършва по следния начин:

Окачва се махалото примерно на призмата A_1 . Външната тежест M_2 се фиксира и остава неподвижна през цялото време на измерването. Последователно се премества тежестта M_1 през 0.10 m по скалата на махалото, като при всяко положение на M_1 се измерва периодът T_1 на люлеене. За по-точното определяне на този период се измерва времето t за определен брой люлеения - например 10. Периодът T_1 е

$$T_1 = \frac{t}{10}$$

Това измерване може да се направи автоматично с електронен хронометър. Данните за измерените периоди и съответните положения на вътрешната тежест се

нанасят в таблица. След това махалото се окачва на призмата A_2 и по същия начин се определя периодите T_2 . Получените резултати се записват в таблицата. Зависимостта на периодите T_1 и T_2 от положението на тежестта M_1 по скалата се представят графично както е показано на фиг. 4. Кривата 1 се отнася за случая, когато махалото е окачено на призма A_1 , а кривата 2 - когато махалото е окачено на призма A_2 . Абсцисите x_1 и x_2 на пресечните точки на двете криви показват онези положения на вътрешната тежест M_1 , при които махалото става обръщаемо. Ординатите на тези точки дават периода на ре-



Фиг. 4

версионното махало

$$T = T_1 = T_2$$

При графичното определяне на дадена величина се допуска по-голяма грешка, отколкото при нейното директно измерване. Ето защо вътрешната тежест M_1 се поставя в едно от положенията x_1 или x_2 определени от графиката и се проверява дали T_1 е равно на T_2 . Ако няма пълно съвпадение се взема средно аритметичната стойност. Със стойността получена за периода се замества във формула (9), в която l_0 е конструктивна константа определена с точност **0.001 m** и се пресмята стойността на земното ускорение.

Чрез логаритмуване и диференциране на формула (9) се получава относителната грешка

$$(10) \quad \frac{\Delta g}{g} = \pm \left(\frac{\Delta l_0}{l_0} + \frac{2\Delta T}{T} \right)$$

Δl_0 - абсолютната грешка на l_0

ΔT - абсолютната грешка на T , зависица от хронометъра.

2.6. Модул на линейна деформация

Кратко теоретично въведение

Механична деформация се нарича изменението на взаимното разположение на частиците изграждащи едно тяло, което води до изменение на формата и размерите на тялото. В този процес се изменят и силите на взаимодействие между частиците, което обуславя появата на механични напрежения в тялото. Отношението на силата F , действаща нормално (насочена перпендикулярно към избраното сечение) на избрано сечение на тялото - S , се нарича нормално механично напрежение

$$\sigma = \frac{F}{S}.$$

Деформация на едно тяло може да се получи при прилагане върху тялото на механична сила, електрично или магнитно поле, изменение на температурата и др.

Деформацията може да бъде еластична, когато възниква и изчезва едновременно с предизвикващата я причина, при което не се разсейва енергия от тялото в околната среда. В кристални тела еластичната деформация се проявява в изменение на разстоянията между възлите на кристалната решетка без промяна на кристалната структура.

Пластична е деформацията, която не изчезва след премахване на предизвикващата я причина и е съпроводена с разсейване на енергия в околната среда и трайно изменение на формата на тялото. В кристалните тела пластичната деформация може да се обясни чрез създаване и преместване на дефекти (дислокации) в кристалната решетка. При малки напрежения преместването на дислокациите е обратимо, но при големи напрежения, надминаващи определена стойност наречена граница на еластичността, движението на дислокациите предизвиква необратими изменения в кристалната решетка, които обуславят пластичната деформация.

В поликристалните тела възникват едновременно и двата вида деформация, но в различни съотношения, зависещи от стойността на напрежението, времето на въздействие на силата и други фактори, които фактически определят типа на преобладаващата деформация.

Ако веществото се разглежда като непрекъсната среда, в него може мислено да се отдели една линия, за която деформацията се изразява като разлика между крайната l и началната l_0

$$\delta l = l - l_0.$$

Такава деформация се наблюдава, както при опъване, така и при свиване на избраната линия, поради което често се нарича деформация на опън-натиск. Относителното удължение е се изразява чрез отношението на удължението към първоначалната дължина

$$\varepsilon = \frac{\delta l}{l_0} = \frac{l - l_0}{l_0}$$

Законът на Хук изразява връзката между силата действаща на единица площ σ и относителното удължение ε

$$(1) \quad \varepsilon = \frac{\delta l}{l} = k\sigma = \frac{l}{E} \frac{F}{S}$$

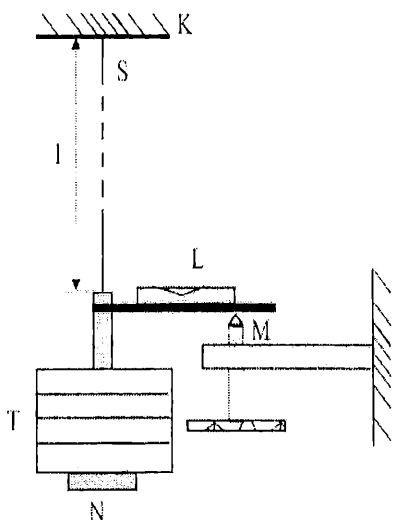
Константата E характеризира еластичните свойства на средата и се нарича модула на еластичност на средата. Законът на Хук може да се представи и във вида

$$(2) \quad E = \frac{F l}{S \cdot \delta l}$$

От формула (2) се вижда, че модулът на еластичност се определя от силата действаща на единица площ (напрежението), която предизвиква изменение на линейния размер на тялото, равно на първоначалния размер.

От изложеното е ясно, че законът на Хук е валиден само за еластична деформация.

Опитна постановка



Фиг. 1

Опитната постановка (фиг.1) се състои от стоманена жица S , горният край на която е закрепен неподвижно чрез конзолата K към стената. Към долния край на жицата е закрепен носач N , на който могат да се поставят една след друга тежести T , които определят силата F . Също към долния край се свързва устройство за измерване на удължението δl

От множеството възможни начини за измерване на δl , тук е избрано устройство съставено от либелата L и микрометричен винт M . Гайката на винта M е закрепена чрез конзола неподвижно към стената, а върхът на винта подпира пластинка, върху която е прикрепена либелата. Другия край на пластинката е свързан шарнирно с носача N . Ако при натоварена жица либелата е хоризонтална (мехурчето е в средата), след натоварването с една

теглилка жицата се удължава с δl и либелата излиза от хоризонтално положение. За да се възстанови хоризонталното положение на либелата е необходимо върхът на винта да се премести точно на същата стойност δl , която може да се отчете от скалата на микрометричния винт (Приложение 1).

Задачи и начин на изпълнение

Опитната постановка дава възможност за определяне модулът на линейна деформация (модул на Юнг) и да се провери дали при дадените условия не се излиза извън границите на еластичната деформация. За целта жицата се натоварва последователно с няколко теглилки, които имат еднакви маси и се отчита удължението предизвикано от всяка теглилка. Същите измервания се извършват и при сваляне на теглилките. Стойностите на силата и на удължението се нанасят в таблица 1.

Тъй като при отделните натоварвания и разтоварвания разликите в деформи-

n	$F_i - F_{(i-1)}$	δl_i	$\Delta \delta l_i$	$(\Delta \delta l_i)^2$
1				
2				
n				
		δl_{cp}		$\Sigma (\Delta \delta l_i)^2$

Таблица 1.

ращите сили $F_i - F_{(i-1)}$ са еднакви, то съответните деформации δl_i са близки по стойност. Изчислява се и средноаритметичната стойност на деформацията δl_{cp} .

Освен посочените величини е необходимо да се определи и напречното сечение на жицата. За целта се измерва с микрометър диаметъра и d на 4 - 5 различни места и с неговата средна стойност се пресмята сечението - S

$$S = \frac{\pi d_{cp}^2}{4}$$

Поради голямата стойност на дължината l_0 , тя може да бъде измерена с точност $\Delta l = 0.01$ m, при което относителната грешка е достатъчно малка.

Чрез получените стойност за сечението и дължината на жицата, и стойността за силата и удължението по формула (2) се пресмята модулът на еластичност.

Относителната грешка се пресмята по формулата

$$(3) \quad \frac{\Delta E}{E} = \pm \left[\frac{\Delta l}{l} + \frac{2 \Delta d}{d} + \frac{\Delta (\delta l)}{\delta l} \right]$$

Стойността за $\Delta \delta l_{cp}$ се получава по метода на Гаус от данните в таблица 1, а Δd изразява грешката на микрометъра ($\Delta d = 1 \cdot 10^{-5}$ m).

Проверката дали при изследването не се излиза извън границите на еластичната деформация се извършва като се построи графиката $\delta l = f(F)$. Ако получената графика е права линия, при проведеното измерване не е надхвърлена границата на еластичната деформация.

2.7. Определяне на скоростта на разпространение на звука в твърдо тяло

Кратко теоретично въведение

При разпространението на звука в твърди тела могат да се разпространяват, както напречни така и надлъжни вълни. Скоростта на разпространение на вълните зависи от свойствата на средата.

Ако в дълга тънка метална пръчка се разпространяват надлъжни вълни, теоретичния анализ показва, че скоростта на разпространение на надлъжната звукова вълна е

$$(1) \quad u = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$$

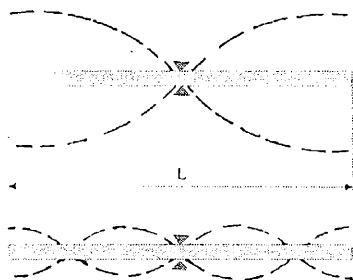
За напречната звукова вълна тя е

$$(2) \quad u = \sqrt{\frac{G}{\rho}}$$

E - модул на еластичност при надлъжна деформация

G - модул на еластичност при напречна деформация

ρ - плътност на средата



Фиг. 1

Възбуждането на вълнов процес може да се осъществи чрез прилагане на променлива сила, предизвикваща разтягане и свиване по направление на дължината. Поради малкото затихване, при определени честоти вълната претърпяла отражение в края на пръчката интерферира и образува стоящи вълни. Поради това, че пръчката е закрепена в средата - фиг. 1 в място-

то на закрепване ще има възел, а в краищата връх на стоящата вълна. Трептенията на отделните точки на пръчката са представени с пунктир, като за по-голяма нагледност са показани като напречни, а не както е в действителност надлъжни. От фигурата се вижда, че условието за възникване на надлъжна стояща вълна при този начин на закрепване се свежда до

$$(3) \quad \lambda_n = \frac{2L}{2n + 1}; \quad n = 0, 1, 2, \dots, n$$

Както се вижда от (3) се вижда, че надлъжна стояща вълна може да възникне при различни честоти

$$v_1 = \frac{3u}{L}, v_2 = \frac{5u}{2L}, v_3 = \frac{7u}{2L} \dots \rightarrow v_n = \frac{u}{\lambda_n}$$

Възникналата в пръчката с дължина L надлъжна вълна ще има най-голяма дължина, която се определя от условието

$$(4) \quad \lambda_0 = 2L$$

За честотата на това основно надлъжно трептене се получава

$$(5) \quad v_0 = \frac{u}{\lambda_0} = \frac{u}{2L}$$

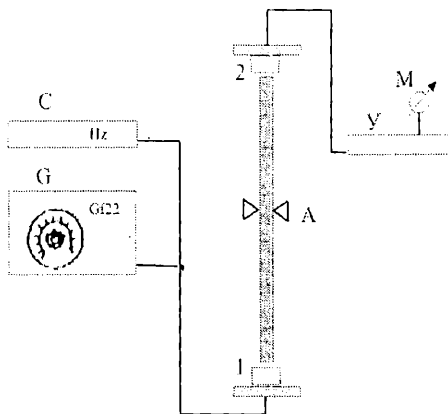
Скоростта на разпространение на вълната е

$$(6) \quad u = \frac{2L}{2n + 1} v_n; n = 0, 1, 2, \dots$$

Опитна постановка

Опитната постановка се състои от звуков генератор **G (GF-22)**, статив с приспособление за закрепване на изследваните образци **A**, цифров електронен честотомер **C** и измерителен усилвател със стрелков прибор **M**. Схемата на опитната постановка е представена на фиг. 2.

Полученото от звуковият генератор **G** напрежение със звукова честота се подава на цифровия електронен честотомер **C**, посредством който се определя неговата честота ν . От генератора се захрапва и електромагнита **1**, намиращ се на малко разстояние (0.1 - 0.2mm) от феромагнитния полюсен накрайник монтиран на изследваният образец. Създаденото от електромагнита променливо магнитно поле поражда периодична сила с честота, равна на честотата на звуковия генератор, която възбужда в изследвания образец надлъжна звукова вълна. В другият край на образца е монтиран аналогичен феромагнитен полюсен накрайник. На разстояние 0.1 - 0.2mm от него към статива е закрепен електромагнит **2**. Изменението на разстоянието



Фиг. 2

между електромагнита **2** и полюсния накрайник, дължащо се на трептенето на образца, индуцира в намотката променливо електродвижещо напрежение с честота, равна на честотата на възбуждащия генератор. Големината на това напрежение се определя след усилване със стрелков прибор **M**.

Задачи и начин на изпълнение

1. Да се определи скоростта на звука и модула на Юнг в твърдо тяло, метални пръчки от стомана, алуминий и месинг.

Дължината L на образца който ще се изследва се измерва с линейка с точност $1 \cdot 10^{-3}$ m. Той се монтира в държателя и бавно се изменя честотата на приложеното напрежение в диапазона 2 - 20 kHz като се следи изменението на големината на индуцираното напрежение. При достигане на основната резонансна честота на образца ν_0 , която съответствува на условието (4), стойността на това напрежение рязко нараства.

От честотомера С се отчита честотата ν_0 , с която след заместване в (6) при $n = 0$ се изчислява скоростта на разпространение на надлъжната звукова вълна.

Материал	L, cm	ν_0 , Hz	ν , cm/s	E, N/m ²
Месинг				
Алуминий				
Стелит				

Таблица 1

С изчислената скорост се замества в (1) и се намира модулът на Юнг на материала, от който е направена пръчката.

При измерването трябва да се има предвид, че максимумите на индуцираното напрежение с честоти по-ниски от 2000 Hz се дължат на наличието на напречни вълни в образеца.

По същия начин се провеждат измерванията и на останалите образци. Получените резултати се записват в таблица 1.

Относителната грешка от измерванията се изчислява по формулата

$$\frac{\Delta u}{u} = \pm \left(\frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta \nu}{\nu} \right),$$

като грешките на измерваните величини се преценяват от точност на използваните прибори.

2.8. Механични трептения. Резонанс

Кратко теоретично въведение

Трептения се наричат движения или процеси, които се характеризират с определена повторемост във времето. В зависимост от физичната си същност те могат да бъдат: механични, електрични, електромагнитни и т.н. Най-прост пример на трептения са хармоничните трептения, при които периодично изменящата се величина се изменя по синусов или косинусов закон.

Поради това, че всички хармонични трептения се подчиняват на еднакви закономерности, те се описват с еднакви математични изрази за изменящата се величина s , която характеризира трептящата система

$$s(t) = s(t + nT)$$

T - период на трептене

$n = 1, 2, 3, \dots$

Хармоничните трептения, възникващи под действието на някакъв периодично изменящ се външен фактор се наричат принудени трептения. Те биват: принудени

механични трептения, когато се дължат на действието на периодично изменяща се механична сила, принудени електромагнитни трептения - на периодично изменящо се ЕДН и т.н. Зависимостта, описваща принудените трептения, е най-проста, когато трептящата система е линейна, т.е. когато нейните параметри не зависят от амплитудата и самата амплитуда е сравнително малка.

Общото уравнение, описващо такива трептения е

$$(1) \quad \frac{d^2s}{dt^2} + 2\beta \frac{ds}{dt} + \omega_0^2 s = X_0 \cos \omega t$$

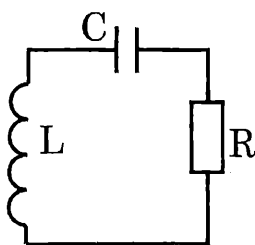
ω_0 - собствена кръгова честота,

β - коефициент на затихване

X_0 - множител, характеризиращ въздействието на външния принуждаващ фактор.

Собствената кръгова честота, коефициентът на затихване и множителят X_0 имат различни стойности в зависимост от конкретната физична същност на трептенията. Така за механични трептения:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}, \beta = \frac{r}{2m}, X_0 = \frac{F_0}{m}$$



Фиг.1

(k - коефициент на еластичност, m - маса на трептящото тяло, r - коефициент на триене, F_0 - амплитуда на външната принуждаваща сила. За електромагнитни трептения в трептящ кръг

(фиг. 1): $\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}, \beta = \frac{R}{2L}, X_0 = \frac{U_0}{L}$ (R - активно съпротивление, L - индуктивност, C

- капацитет, U_0 - амплитуда на външното ЕДН).

Когато върху система, изведена от равновесното си положение, няма външно принуждаващо въздействие ($X_0 = 0$), тя извършва свободни трептения. Трептяща система, при която не се отчитат загубите на енергия, т.е. когато коефициентът на затихване е равен на нула ($\beta = 0$), може да се характеризира с решението на уравнение (1) от вида

$$(2) \quad s = A_0 \sin(\omega_0 t + \varphi)$$

A_0 - амплитуда (максимална стойност) на изменящата се величина,

$\omega_0 t + \varphi$ - фаза на трептенето,

φ - начална фаза,

A_0 , ω_0 и φ не зависят от времето.

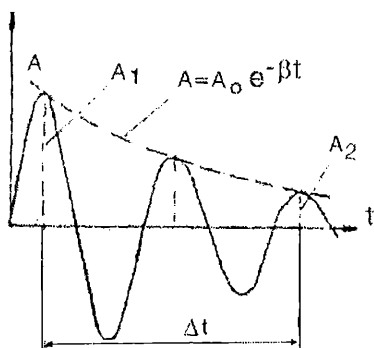
Анализът на решението в този случай показва, че системата ще извършва незатихващо трептене с честота ω_0 , наричана собствена честота на свободните трептения.

Когато системата извършва свободни трептения и нея има загуба на енергия, т.е. $\beta \neq 0$, решението на уравнението (1) добива вида

$$(3) \quad s = A_0 e^{-\beta t} \sin(\omega t + \varphi)$$

където $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ ($\beta^2 \ll \omega_0^2$) е кръговата честота на затихващото трептене,

а A_0 е началната амплитуда.



Фиг.2

Анализът на решението показва, че системата ще извършва неперiodични трептения, тъй като затихването е свързано с намаляване на амплитудата и се нарушава периодичността на трептенето. Амплитудата намалява по експоненциален закон (фиг. 2), а честотата на трептене ще зависи от стойността на коефициента на затихване и собствената честота на свободните незатихващи трептения на същата система.

Изменението на амплитудата на трептене се характеризира с:

а) декремент на затихване d - отношението на две амплитуди, отличаващи се с един период

$$(4) \quad \delta = \frac{A(t)}{A(t+T)} = e^{\beta T}$$

$T = 2\pi / \omega$ - период на затихващото трептене, дефинируем при малки стойности на коефициента на затихване.

б) логаритмичен декремент на затихване $\Delta = \ln \delta$ - логаритъм на отношението на две амплитуди, отличаващи се с един период

$$(5) \quad \Delta = \ln \delta = \ln e^{\beta T} = \beta T$$

в) време за релаксация τ - времето, за което амплитудата на трептене намалява e пъти

$$(6) \quad e = \frac{A(t)}{A(t+\tau)} = e^{\beta \tau} \rightarrow \tau = \frac{1}{\beta}$$

г) качествен фактор Q - отношение на запасената в системата енергия към изразходваната за един период

$$(7) \quad Q = \frac{\pi}{\Delta} = \frac{\pi}{\beta T} = \frac{\omega_0}{2\beta}$$

Затихващите трептения се превръщат в незатихващи, ако в трептящата система периодично се внася такова количество енергия, каквото тя губи за същото време. Такъв процес в механична трептяща система се осъществява, когато върху системата действа периодична сила от вида

$$F = F_0 \cos(\omega t)$$

Анализът на решението на уравнение (1) показва, че трептенето на системата е незатихващо, с амплитуда, която зависи от

$$\beta, \omega_0 \text{ и } \frac{F_0}{m},$$

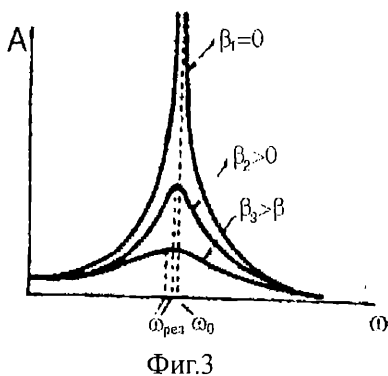
където m е масата на трептящото тяло. В системата се установява принудено хармонично трептене с кръгова честота равна на честотата на принуждаващата сила ω

$$s = A(\omega) \cos[\omega t + \varphi(\omega)]$$

Амплитудата на това трептене се дава с израза:

$$(8) \quad A(\omega) = \frac{F_0}{m \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2}}$$

ω_0 - собствената кръгова честота на системата.

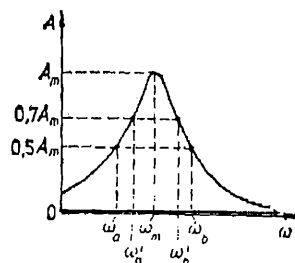


Фиг.3

Както се вижда от (8), амплитудата ще зависи от разликата между двете честоти и за приближението, което се разглежда (линейна система, извършваща трептене с малка амплитуда) при съвпадане на ω с $\omega_{рез}$

($\omega_{рез} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}$) амплитудата рязко нараства и достига максимална стойност. Това явление се нарича резонанс. Когато $\beta^2 \ll \omega_0^2$, стойността на резонансната честота практически съвпада със собствената честота.

Графично представена зависимостта на амплитудата на принудените трептения от честотата, се нарича резонансна крива. На фиг. 3 са показани три резонансни криви при различни коефициенти на затихване. Изразът (8) показва, че амплитудата зависи от коефициента на затихване β и при нарастването му амплитудата ще намалява. Качествата на трептящата система се отразяват на формата на резонансната крива.



Фиг.4

Качественият фактор Q може да се определи и като отношение на резонансната честота към ширината на резонансната крива $\Delta\omega$ на ниво, където амплитудата е 1.41 пъти по-малка от максималната амплитуда при резонанс $\omega_{рез}$.

Качественият фактор Q може да се определи и като отношение на резонансната честота към ширината на резонансната крива $\Delta\omega$ на ниво, където амплитудата е 1.41 пъти по-малка от максималната амплитуда при резонанс $\omega_{рез}$.

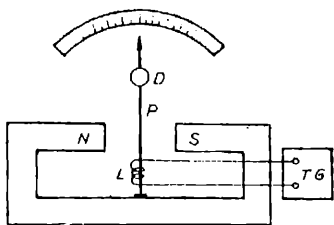
(9)

$$Q = \frac{\omega_m}{\Delta\omega}$$

Тази ширина е представена на фиг. 4, като $\Delta\omega = \omega_0'' - \omega_0'$. Честотите ω_0'' и ω_0' , определени на ниво $0.7 A_m$, определят ширината на резонансната крива.

Опитна постановка

Трептящата система представлява стоманена пластинка **P**, която преминава през бобина **L** и между полюсите на постоянен магнит **M**, и е закрепена неподвижно в долния си край (фиг. 5). През бобината се пропуска променлив ток, който създава променливо магнитно поле и намагнитва стоманената пластинка.



Фиг.5

В резултат на взаимодействието на намагнитената пластинка с магнитното поле на постоянния магнит **M**, тя започва да трепти. Върхът ѝ се движи пред скала **C**, по която се отчита амплитудата на трептене. В горния край на пластинката е поставена плочка **D**, посредством която

може да се изменя затихването на системата. Когато плочката е в равнина, успоредна на скалата, затихването β има минимална стойност, а когато равнината на плочката е перпендикулярна - максимална.

Задачи и начин на изпълнение

1. Изследване на затихващи трептения. Определяне на коефициента на затихване.

2. Изследване на принудени трептения. Определяне на: резонансната честота, ширината на резонансната крива и **Q** фактора.

1.1. Плочката **D** се завърта, така че да лежи в равнина успоредна на скалата (равнината на трептенията). С ръка пластинката се отклонява на 15 деления от скалата в ляво или дясно от равновесното положение и се освобождава. Когато амплитудата на трептене стане равна на 12 деления ($A_1=12$), се включва секундомера и се изключва когато амплитудата намалее до 5 деления ($A_2=5$). От уравнението

$$\beta = \frac{\ln \frac{A_1}{A_2}}{\Delta t},$$

където Δt е интервала от време отчетен със секундомера, се определя стойността на коефициента на затихване.

1.2. Плочката **D** се за завърта, така че да лежи в равнина перпендикулярна на равнината на трептене и отново по описания начин се определя стойността на коефициента на затихване.

За по-голяма точност се провеждат 10 последователни измервания и за двата случая, като данните се подреждат в таблица.

Относителната грешка за коефициента на затихване се пресмята по формулата

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \pm \frac{\Delta(\Delta t)}{\Delta t_{-p}},$$

където

$$\Delta(\Delta t) = \pm \sqrt{\frac{\sum (\Delta t_i)^2}{n(n-1)}}, \text{ а } \Delta t_i \text{ е абсолютната грешка на } i\text{-тото измерване}$$

Стойностите на β_1 и β_2 се записват с абсолютната и процентната си грешки.

2.1. Плочката D се завърта, така че да лежи в равнина успоредна на скалата и се включва генераторът към бобината L. Изменя се честота от 1.8 Hz до 4 Hz през 0.1 Hz и от скалата C се отчитат съответно стойностите на амплитудата на възникналото принудено трептене. Данните за стойностите на тези две величини се нанасят в подходяща таблица. Построява се резонансната крива, от която се определят резонансната честота, ширината на резонансната крива, и се пресмята качествения фактор Q.

2.2. Плочката D се завърта перпендикулярно на скалата и се повтаря измерването. Втората резонансна крива се нанася на същата координатна система и се извършват същите пресмятания.

Забележка: Когато амплитудата на трептене е голяма, поради което не е изпълнено условието за линейна система, резонансната честота не съвпада със собстве-

ната и се определя от условието $\omega_{рез} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\beta^2}$

2.9. Определяне скоростта на звука по метода на фазовите разлики

Кратко теоретично въведение

В газова среда звукът се разпространява като надлъжна вълна. Скоростта на вълната u , може да бъде пресметната от зависимостта

$$(1) \quad u = \lambda \nu$$

λ — дължината на вълната

ν — линейната честота

Газовите среди се характеризират с ниска топлопроводност. Това позволява при по-високи честоти (кратко времетраене на процесите на сгъстяване и разреждане при разпространение на звука) звуковите вълни да се разглеждат като адиабатни вълни. За скоростта на разпространение на такава вълна е в сила формулата на Лаплас

$$(2) \quad u = \sqrt{\chi \frac{p}{\rho}}$$

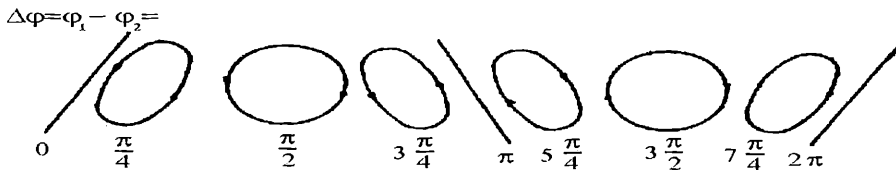
p — налягането на газовата среда

ρ — плътност на газа

χ — ($\chi = c_p/c_v$) коефициент на Поасон

Начина за определяне на скоростта на звука зависи от избора на методите за

измерване на величините, чрез които се изчислява u . Като се има предвид (1) е въз-



Фиг. 1

можно да се отчита честота n на звуковата вълна от тонгенератор, захранващ високоговорител, явяващ се източник на звук, а дължината на звуковата вълна λ се измерва. Тя е разстоянието между две съседни точки във въздушната среда трептящи с еднакви фази.

Определянето на еднаквостта или разликата във фазите на трептене на точки в звуковата вълна извършваме посредством фигурите на Лисажу получени при събирането на две хармонични трептения с еднакви честоти и взаимно перпендикулярни посоки.

От теорията е известно, че ако едно трептящо тяло е принудено да извършва едновременно две взаимно перпендикулярни трептения описани със законите

$$(3) \quad x = x_0 \cos(\omega t + \varphi_1)$$

$$(3') \quad y = y_0 \cos(\omega t + \varphi_2)$$

резултантното трептене се описва с уравнението

$$(4) \quad \frac{x^2}{x_0^2} + \frac{y^2}{y_0^2} - \frac{2xy}{x_0 y_0} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) = \sin^2(\varphi_2 - \varphi_1)$$

В най-общия случай (4) е уравнение на елипса. Ако се разгледа вида на тази елипса в зависимост от фазовата разлика $(\varphi_2 - \varphi_1)$ то (Фиг. 1):

1). Когато $(\varphi_2 - \varphi_1) = 0$

$$\frac{x^2}{x_0^2} + \frac{y^2}{y_0^2} - \frac{2xy}{x_0 y_0} = 0, \text{ т.е. } \left(\frac{x}{x_0} - \frac{y}{y_0} \right)^2 = 0$$

от където се получава

$$(5) \quad y = \frac{y_0}{x_0} x$$

От (5) се вижда, че елипсата преминава в права, минаваща през началото на координатната система (първи трети квадрант);

2). Когато $(\varphi_2 - \varphi_1)$ расте от 0 до $\pi/2$, ексцентрицитетът на елипсата намалява, като оста и се завърта по часовниковата стрелка.

При $(\varphi_2 - \varphi_1) = \pi/2$ осите на елипсата съвпадат с координатните оси, като ексцентрицитетът и има минимална стойност, а (4) добива вида

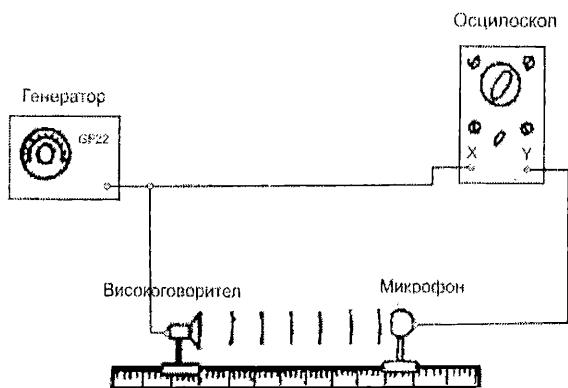
$$(6) \quad \frac{x^2}{x_0^2} + \frac{y^2}{y_0^2} = 1$$

Ако амплитудите на трептенето са еднакви то (6) преминава в уравнение на окръжност;

3). При по-нататъшна промяна на фазовата разлика от $\pi/2$ до π се наблюдава по-нататъшно въртене на оста на елипсата.

При $(\varphi_2 - \varphi_1) = \pi$ елипсата отново се изражда в права, минаваща през втори и четвърти квадрант;

4). Когато $(\varphi_2 - \varphi_1)$ се изменя от π до 2π се получават резултати аналогични на случаите 1, 2 и 3, но при посока на въртене обратната на предишната. (фиг. 1)



Фиг. 2

От горното следва, че ако в началният момент двете трептения са съвпадали по фаза, т.е. резултантното трептене е права преминаваща през I и III квадрант, то при изменение с 2π на фазата на едното от трептенията пак ще се получи същата права при ново съвпадение на двете фази.

Опитна постановка

Опитната постановка (фиг.2) се състои от звуков генератор, захранващ високоговорител ВГ, монтиран в звукоизолирана пластмасова тръба. Получените звукови трептения се превръщат отново в електрически от микрофона М, монтиран подвижно в тръбата. Положението на микрофона в тръбата може да се отчете с точност 0.001m .

На входовете X и Y на електронно - лъчевият осцилоскоп се подават синусоидални електрически трептения получени, за входа X директно от генератора, а за входа Y от усилвателя на микрофона.

Лъчът в електронно - лъчевата тръба на осцилоскопа описва резултантното трептене на екрана.

Задачи и начин на изпълнение

1. Да се определи скоростта на разпространение на звуковата вълна във въздуха.

2. Да се пресметне коефициента на Поасон.

За определяне на скоростта на звука е необходимо да се определи дължината на звуковата вълна при зададена честота от звуковия генератор. Премества се микрофона в посока към високоговорителя, до най-близкото положение, при което върху екрана се наблюдава права. Отчита се по милиметровата скала това положение n_1 . Отдалечава се микрофона до получаването на аналогична на първата права и се отчита положението - n_2 . Дължината на звуковата вълна ще бъде

$$(7) \quad \lambda = n_2 - n_1$$

При дадена честота по описания начин се провеждат няколко измервания на дължината на вълната и се определя грешката по метода на Гаус.

Същите измервания се правят и при други честоти за да се покаже независимостта на скоростта на разпространение на звука от честотата.

С получената средна стойност за скоростта на звука се изчислява коефициента на Поасон (формула 2), в която плътността на газа ρ е определена от уравнението на

Клапейрон $pV = \frac{m}{\mu}RT$ m — маса на газа, μ - моларната маса на газа,

$$(8) \quad \rho = \frac{V}{m} = \frac{p\mu}{RT}$$

За коефициента на Поасон се получава

$$(9) \quad \chi = \frac{V^2\mu}{RT}$$

За въздуха

$$\mu = 28.96 \text{ kg/kmol};$$

$$R = 8.31 \cdot 10^3 \text{ J/kmolK}$$

3. Молекулна физика и термодинамика

3.1. Определяне коефициента на повърхностно напрежение на течности.

Изследване зависимостта му от температурата

Кратко теоретично въведение

Всяка молекула от дадена течност се привлича от съседните си молекули. Силите на привличане между молекулите бързо намаляват с нарастване на разстоянието и на 10^{-9} m те стават пренебрежимо малки. Сферата с този радиус, описана около молекулата се нарича сфера на молекулното взаимодействие. Когато дадена молекула А се намира под свободната повърхност на течността на разстояние по-голямо от радиуса R на сферата взаимодействие, равнодействащата на всички сили, с които я привличат другите молекули е равна на нула (фиг. 1). За молекулата В, намираща се на свободната повърхност или близко до нея, равнодействащата ще бъде отлична от нула и ще е насочена към течността, перпендикулярно на свободната повърхност. Сумата от тези сили, действащи на всички молекули от повърхностния слой определя нормалният натиск. Този натиск отнесен за единица площ характеризира молекулното (кохезионното) налягане. То зависи от вида на течността и нейната температура, и е обикновено много високо (за водата около 1700 МПа).

Преносът на молекули от вътрешността на течността към повърхностния слой е свързан с извършване на работа срещу силите на молекулното налягане, т.е. нарастване на потенциалната им енергия. Следователно молекулите на повърхностния слой ще имат по-голяма потенциална енергия от намиращите се във вътрешността. Допълнителната енергия на молекулите от повърхностния слой се нарича повърхностна енергия и е пропорционална на площта на свободната повърхност.

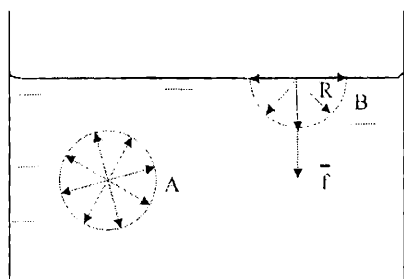
Повърхностната енергия отнесена за единица площ от повърхностния слой се нарича специфична повърхностна енергия или коефициент на повърхностно напрежение.

Тъй като равновесното състояние на една система е толкова по-стабилно, колкото потенциалната енергия е по-малка, то свободната повърхност на течността се стреми да стане възможно най-малка. При всяко изотермично изменение на големината на повърхностния слой с ΔS силите, предизвикващи това изменение, извършват работа ΔA , която увеличава повърхностната енергия с ΔE .

Коефициентът на повърхностно напрежение α се измерва с работата необходима за изотермично увеличение на свободната повърхност с един квадратен метър.

$$(1) \quad \Delta A = \Delta E = \alpha \Delta S$$

Коефициентът на повърхностно напрежение α се измерва с работата необходима за изотермично увеличение на свободната повърхност с един квадратен метър.



Фиг. 1

$$(2) \quad \alpha = \frac{\Delta A}{\Delta S}$$

Този коефициент има измерение J / m^2 .

След потапянето на правоъгълна рамка (фиг.2) с дължина l на подвижното рамо в сапунена вода се образува мембрана, която представлява тънък слой течност, ограничен от две свободни повърхнини. Тенденцията за намаляване на свободната повърхност води до преместване на подвижното рамо под действието на сила F , насочена тангенциално на свободната повърхност и с направление перпендикулярно на рамката. Силата F се нарича сила на повърхностно напрежение.

При бавно изотермично преместване Δx на подвижното рамо под действие на външна сила $|\vec{F}'| = |\vec{F}|$ се извършва работа ΔA

$$(3) \quad \Delta A = F' \Delta x$$

В резултат на това повърхността нараства с ΔS

$$\Delta S = 2l \Delta x .$$

Нарастването на повърхността е свързано и с нарастване на повърхностната енергия с ΔE . От приравняването на (1) и (3) се получава

$$(4) \quad \alpha = \frac{F'}{2l} .$$

Следователно коефициента на повърхностно напрежение α е числено равен на силата на повърхностно напрежение, действаща на единица дължина от свободната повърхност. В системата SI неговото измерение е N/m .

При закривяване на свободната повърхност тангенциалните сили на повърхностното напрежение създават резултантна сила насочена към или навън от течността в зависимост от това дали повърхността е съответно изпъкнала или вдлъбната. Тя създава допълнително налягане N , насочено по радиуса към центъра на кривината на повърхността. За сферична повърхност това налягане може да се определи по формулата на Лаплас

$$(5) \quad N = \frac{2\alpha}{r}$$

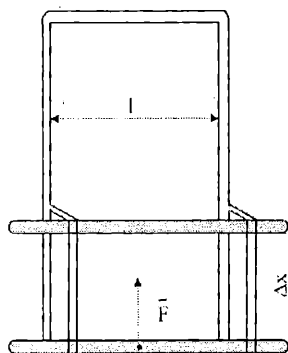
Опитна постановка

1. Постановка за определяне стойността на коефициента на повърхностно напрежение.

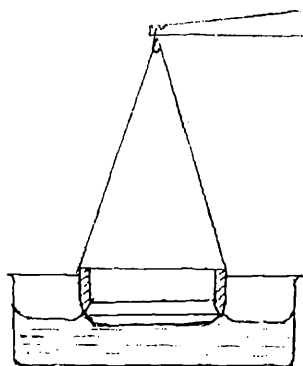
За директно измерване на силата на повърхностно напрежение се използва специално пригодена везна, върху едното рамо на която е окачен тънък метален пръстен с остър долен ръб (фиг.3), който може да се потопява в изследваната течност. На другото рамо на везната е окачено блюдо, в което се поставят теглилки.

2. Постановка за изследване на температурната зависимост на коефициента на повърхностно напрежение по метода на издухване на въздушни мехурчета (фиг.4).

Постановката се състои от: съд с изследваната течност A , поставен във водна



Фиг. 2



Фиг. 3

баня В, температурата на която може да се повишава от нагревател С. Температурата на изследваната течност се измерва с термометъра D, въздушните мехурчета в нея се получават от тръбичка E с коничен капиларно изтеглен край.

Съдовете F и G служат за създаване на повишено налягане в тръбичката необходима за издухване на въздушните мехурчета.

Разликата между налягането в тръбичката и атмосферното се измерва с диференциален манометър H.

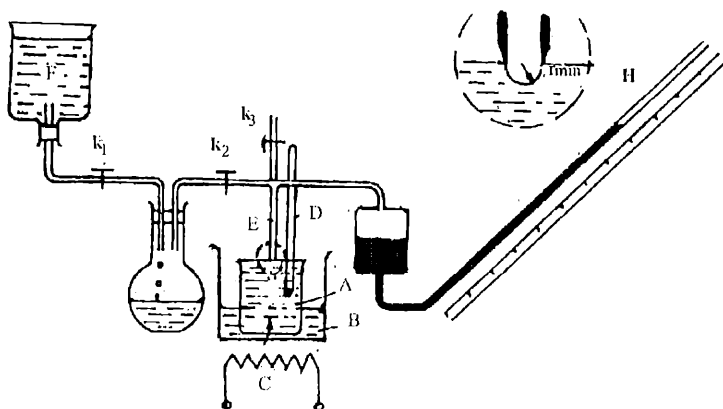
Задачи и начин на изпълнение

1. Определяне стойността на коефициента на повърхностно на-

прежение а при стайна температура.

2. Изследване температурната зависимост на коефициента на повърхностно напрежение.

A. Проверяването се уравнисяването на везната с пръстена преди той да е потапян. Постава се съдът



Фиг. 4

с течността (вода) под пръстена, така че той да контактува със свободната повърхност при равновесно положение на везната. Последното може да се постигне с доливане или отливане на течност. Определя се максималната маса на тегликите m , при която пръстенът не се е откъснал от повърхността на течността. В този случай се получава изравняване силата на тежестта със силата на повърхностното напрежение.

$$(6) \quad mg = \alpha \cdot 2\pi \cdot D,$$

D - диаметър на потопения ръб на пръстена

От тази зависимост за α се получава

$$(7) \quad \alpha = \frac{mg}{2\pi D}.$$

Стойността на коефициента на повърхностно напрежение се получава като средна стойност от пресметнатите стойности получени от десет измервания.

Относителната грешка се изчислява по формулата

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \pm \left(\frac{\Delta m}{m} + \frac{\Delta D}{D} \right).$$

За правилно определяне стойността на коефициента на повърхностно напрежение **пръстенът не трябва да се пипа с ръка**, тъй като замърсяването му изменя съществено получената стойност.

В. В съда А се налива изследваната течност, така че капиларният край на тръбичката да допира до свободната повърхност.

Посредством кранчето K_0 се изравнява налягането в системата и се отчита първоначалното ниво на диференциалния манометър Н, по милиметровата скала. Чрез повишаване на налягането в системата се създават условия за издухване на въздушни мехурчета през интервал от 30 - 60 s. Това се постига посредством кранчетата K_1 и K_2 . Повишението на налягането Δp е пропорционално на разликата в началното и крайното ниво отчетени по диференциалния манометър Δl (приложение 2).

$$(8) \quad \Delta p = k' \Delta l$$

Повишеното налягане предизвиква огъване на повърхността на течността в края на тръбичката. Радиуса на кривината на получената сферична повърхност ще се определя от равенството на Δp и допълнителното налягане N (5), т.е.

$$(9) \quad \Delta p = \frac{2\alpha}{r}$$

Преди откъсването на въздушното мехурче допълнителното налягане Δp ще бъде максимално, а радиусът на кривината му - минимален равен на радиуса на капиларната тръбичка r_0 ($r_{\min} \equiv r_0$). При откъсването на мехурчето налягането рязко спада, след което процесът се повтаря.

От (8) и (9) за α се получава

$$(10) \quad \alpha = \frac{r_0}{2} k' \Delta l$$

Тъй като радиуса на капиларната тръбичка за дадена постановка r_0 е const, то

$\frac{r_0}{2} k' = k$. След заместване в (10) се получава

$$(11) \quad \alpha = k \Delta l$$

Константата на постановката k в (11) може да се намери като за дадена температура се измери стойността на налягането Δp_0 , съответно Δl_0 и стойността на α_0 при тази температура се взема от таблица за повърхностното напрежение на водата (вж. Приложение.)

$$k = \frac{\alpha_0}{\Delta l_0}.$$

За определяне на зависимостта $\alpha = f(t^{\circ}\text{C})$ температурата на изследваната те-

Таблица 1

t °C	Δl mm	α N/m
2.5		
3.5		
4.5		
6.0		

чност се повишава през интервали от 10°C и се отчита стойността на Δl по диференциалния манометър. Резултатите от измерванията и изчислените стойности на α си нанасят в таблица 1.

От табличните данни се построява графичната зависимост $\alpha = f(t^{\circ}\text{C})$.

3.2. Определяне на специфичния топлинен капацитет на течност

Кратко теоретично въведение

Специфичният топлинен капацитет на веществата е физична величина, която е числено равна на количеството топлина Q , което трябва да се предаде на 1kg от веществото за да се повиши температурата му с 1 K. В системата SI специфичният топлинен капацитет се измерва в J/kgK.

$$(1) \quad c = \frac{Q}{m (\theta_2 - \theta_1)}$$

m - маса на изследваното вещество, а $(\theta_2 - \theta_1)$ - изменението на температурата

Тази формула е в сила когато c не зависи от температурата.

Когато специфичния топлинен капацитет c се изменя с изменението на температурата, неговата стойност при дадена температура се определя от

$$(2) \quad c = \frac{dQ}{m d\theta}$$

За повечето тела специфичния топлинен капацитет нараства с нарастването на температурата.

Средната стойност на c за вода в температурния интервал 0°C - 100°C е равна на тази в интервала 19.5°C - 20.5°C.

Когато c зависи от температурата средната стойност на c в зададен температурен интервал може да се определи от уравнение (1).

Ако в една изолирана система се извършва топлообмен предаването на топлинна енергия от едни тела на други е свързано с калориметричното равенство, изразяващо закона за запазване на енергията

$$(3) \quad Q_1 + Q_2 + Q_3 + \dots + Q_n = 0$$

Събираемите в горното уравнение представляват алгебричните стойности на отдаденото (-) и приетото (+) количество топлина от всички, участващи в топлообмена тела.

Определянето на специфичния топлинен капацитет на течностите става срав-

нително лесно, като се използва електрически калориметър. Отделеното количество топлина при протичането на ток I през нагревателния елемент (съпротивителен проводник), потопен в течността за време t , съгласно закона на Джаул е

$$(4) \quad Q_1 = UIt = RI^2t$$

U - напрежение в краищата на нагревателя

R - съпротивление на нагревателя

Това количество топлина се поглъща от калориметричната система и нейната температура се повишава от началната Q_1 до Q_2

$$(5) \quad Q_2 = (mc + m_1c_1)(\theta_2 - \theta_1)$$

m - маса на течността в калориметъра

m_1 - маса на вътрешния съд на калориметъра и бъркалката

c_1 - специфичен топлинен капацитет на материала на съда и бъркалката

Заместването на (4) и (5) в калориметричното равенство дава

$$(6) \quad c = \frac{UIt}{m(\theta_2 - \theta_1)} - \frac{m_1c_1}{m}$$

В уравнението (6) трябва да бъде отчетено несъвършенството на топлоизолацията на калориметричната система. За намаляване на грешката при експеримента се прилага определена методика, описана по долу:

Опитна постановка

За определяне на специфичния топлинен капацитет на изследваната течност се използва електрически калориметър фиг. 1 Той се състои от: външен съд 1; вътрешен съд 2; нагревател 3; термометър 4 и бъркалка 5. Схемата на свързване на калориметъра е показана на същата фигура. Тя включва: източник на постоянно напрежение от порядъка на 10 V; амперметър и волтметър с голямо вътрешно съпротивление.

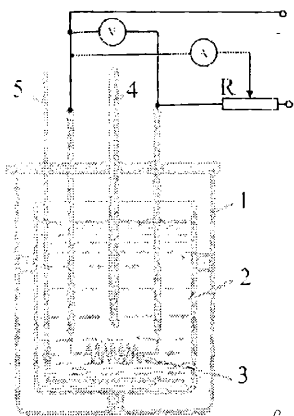
Задачи и начин на изпълнение

1. Да се определи средният специфичен топлинен капацитет на водата.

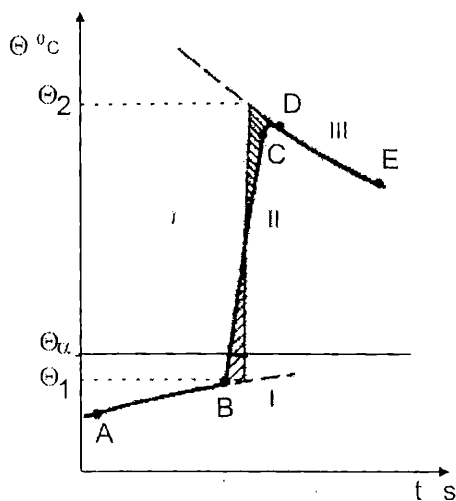
Масата на водата m се определя чрез двукратно претегляне на вътрешния съд на калориметъра - празен и добре подсушен M_1 и с налята в него вода M_2

на техническа везна. Тогава тя ще е $m = M_2 - M_1$ (около 0.350 kg).

Топлообмена с околната среда, с температура $\theta_a \approx \text{const}$ не може да бъде пренебрегнат. За отчитането му се използва графичният метод, като за целта най-напред се построява зависимостта $\theta = f(t)$. В получената температурна зависимост се получават три участъка: начален АВ, главен ВС и краен CDE фиг. 2. В началния участък има само топлообмен с околната среда, в главния участък, освен



Фиг. 1



Фиг. 2

температурата в продължение на 16 - 20 min (до достигане на температура с 4°C - 5°C над стайната). При достигането на тази стойност се изключва захранването. Отново се отчита изменението (намалването) на температурата вследствие на отдаване на топлина в околната среда. Температурата се отчита на всеки 2 min в продължение на 8 - 10 min. През време на протичането на експеримента големината на тока се поддържа постоянна чрез реостата, а водата в калориметъра непрекъснато се разбърква за изравняване на температурата в целия обем. Получените резултати се насят в таблица.

От табличните резултати се построява графичната зависимост $\theta = f(t)$. От нея се определят температурите Q_1 и Q_2 , участващи в калориметричното равенство (6). За целта се продължават участъците АВ и DE. Построява се перпендикуляра към абсцисната ос, пресичащ участъка ВС, така че заштрихованите площи под и над графиката да са равни (фиг.2). Пресечните точки на перпендикуляра с продълженията на участъците АВ и DE определят стойностите на Q_1 и Q_2 . Това са температури-те, съответстващи на мигновен топлообмен в калориметричната система (без топлообмен с околната среда).

Получените стойности на Q_1 и Q_2 се заместват в (6) и се изчислява стойността на специфичния топлинен капацитет на водата.

Относителната грешка за изчислената стойност на c се определя по формулата

$$\frac{\Delta c}{c} = \pm \left(\frac{\Delta U}{U} + \frac{\Delta I}{I} + \frac{2\Delta\theta}{\theta_2 - \theta_1} \right)$$

Във формулата са пренебрегнати грешката за времето и масата (като пренебрежимо малки в сравнение с останалите). Грешките за U и I се определят от класа на точност на използваните уреди, а тази при измерването на температурата е желателно да не надвишава 0.1°C - 0.2°C .

топлообмен с околната среда има и приток на количество топлина от нагревателния елемент и в крайният участък има отново топлообмен с околната среда.

Точката А, съответствува на началната температура, която трябва да бъде с 4°C - 5°C под стайната. Правят се 4 - 5 отчитания на температурата през интервали от 2 min. Нарастването на температурата на течността в участъка АВ, става за сметка на притока на топлина от околната среда.

При установяването на температурно равновесие, съответстващо на т. В от кривата се включва захранването на нагревателя. Едновременно с включването на захранването се пуска секундомера. През интервали от 1 min се отчита покачването на тем-

3.3. Определяне отношението c_p / c_v по метода на Клемант и Дезорм

Кратко теоретично въведение

Състоянието на всяка термодинамична система се определя от стойностите на необходим и достатъчен брой макропараметри. За дадено количество газ, тези параметри са обемът му V , налягането p и температурата T . Промяната на състоянието на газа се характеризира със съответната промяна на стойностите на някои, няколко или всички параметри.

Термодинамичен процес се нарича преходът на газа от едно в друго термодинамично състояние.

Изопроцес е такъв термодинамичен процес, който се извършва при постоянна стойност на един от трите параметъра: изотермичен - $T = \text{const}$; изобарен - $p = \text{const}$ и изохорен - $V = \text{const}$. Процес, който се извършва без обмен на топлина с околната среда ($dQ = 0$) се нарича адиабатен. Изброените процеси се описват от газовите закони.

За определянето на отношението c_p / c_v е необходимо познаването на два от тези закони: закона на Бойл Мариот, за изотермичен процес

$$(1) \quad pV = \text{const}$$

и закона на Поасон за адиабатен процес

$$(2) \quad pV^\chi = \text{const}$$

Степенният показател χ в (2) се нарича коефициент на Поасон и е равен на отношението

$$(3) \quad \chi = \frac{c_p}{c_v}$$

c_p - специфичен топлинен капацитет на газа при $p = \text{const}$, равен на количеството топлина необходима за повишаването на температурата на 1 kg газ с 1 K

c_v - специфичен топлинен капацитет на газа при $V = \text{const}$, равен на количеството топлина необходима за повишаването на температурата на 1 kg газ с 1 K

От определенията за c_p и c_v се вижда, че измерението на специфичния топлинен капацитет е J/kgK, т.е. c_p и c_v ще имат еднакви дименсии. Следователно $\chi = c_p / c_v$ е безразмерна величина.

Стойността на c_p ще бъде по-голяма от тази на c_v , поради това, че при повишаване на температурата на газа при $p = \text{const}$, той увеличава и своя обем, като при това се извършва и работа за сметка на част от полученото количество топлина.

Определянето на k може да се осъществи като се използва прибора на Клемант и Дезорм, посредством който даден обем газ, може да бъде приведена в три различни състояния:

състояние I - $p_1 = p_0 + \Delta p_1$, V_1 и T_0

p_1 - налягането на разглежданата маса газ

p_0 - атмосферното налягане,

V_1 - обема на разглежданата маса газ,

T_0 - температурата на околната среда.

Чрез адиабатно разширение масата газ се привежда в състояние II с параметри: p_0 ; V_2 и T_1 , при което налягането се изравнява с атмосферното - p_0 , газът заема нов обем V_2 (по- голям от V_1) и температура T_1 - по- ниска от T_0 .

Поради липсата на топлинна изолация охлажданият при адиабатно-то разширение газ чрез топлообмен с околната среда преминава в състо-

яние III с параметри: $P = p_0 + \Delta p_2$; V_2 и температура T_0 . Преходът от състояние I в състояние II се описва от закона на Поасон

$$(4) \quad p_1 V_1^\chi = p_0 V_2^\chi.$$

От (4) се получава

$$(5) \quad \frac{p_1}{p_0} = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^\chi.$$

Температурата на газа при състояние I и състояние III е една и съща равна на T_0 . Разглеждането на тези две състояния като резултат от изотермичен процес, при който от първото състояние, ха̀рактеризирано с параметри p_1 ; V_1 ; T_0 се преминава в състояние III с параметри: p_2 ; V_2 ; T_0 от (1) се получава

$$(6) \quad p_1 V_1 = p_2 V_2$$

или

$$(7) \quad \frac{p_1}{p_2} = \frac{V_2}{V_1}$$

Повдигането на степен χ , на уравнение (7) и сравняването му с (5) дава

$$(8) \quad \frac{p_1}{p_0} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^\chi$$

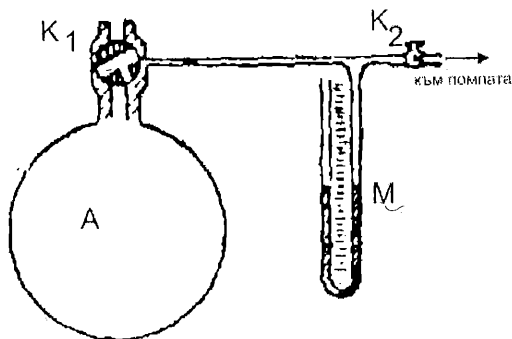
Заместването на p_1 и p_2 с техните стойности за състояния I и III дава

$$(9) \quad \left(1 + \frac{\Delta p_2}{p_0} \right)^\chi = \left(1 + \frac{\Delta p_1}{p_0} \right)^{\chi-1}$$

Развиването на двете страни на горното равенство в ред (нютонев бином) и пренебрегването на членовете от по висок порядък дава

$$(10) \quad 1 + \chi \frac{\Delta p_2}{p_0} = 1 + (\chi - 1) \frac{\Delta p_1}{p_0}$$

Решението на (10) спрямо χ е



Фиг. 1

$$(11) \quad \chi = \frac{\Delta p_1}{\Delta p_1 - \Delta p_2}$$

Опитна постановка

Схематично опитната постановка е представена на фиг. 1.

Колбата А с обем V е съединена с трипътен кран K_1 и манометър М. Посредством този кран тя може да се свърже с атмосферата, да се затвори плътно или да се свърже към K_2 и ръчна помпа, служеща за повишаване на налягането.

Задачи и начин на изпълнение

1. Да се определи c_p/c_v за въздух.

Кранът K_1 се поставя в такова положение, при което колбата А се свързва със страничната тръба, водеща към K_2 и помпата. Отваря се крана K_2 , като с помпата се повишава налягането до $\Delta p = 200 - 300$ mm воден стълб, отчетен като разлика в нивата h на течността в двете колена на U-видния манометър М. Затваря се K_2 и се изчаква установяването на налягането (водния стълб), при което температурата на въздуха в колбата става равна на околната. Отчита се Δp_1 в милиметри воден стълб.

Параметрите на първото състояние са: Δp_1 ; V_1 и $T_1 \approx T_0$

Кранът K_1 рязко се отваря и затваря, свързвайки за много кратко време въздуха в колбата с атмосферния при което чрез адиабатно разширение налягането на газа се изравнява с атмосферното, т.е. $p=p_0$. Обемът става V_2 , температурата T_1 . След известно изчакване при което газа в обема се темперира се отчита новоустановената разлика в наляганята Δp_2 в милиметри воден стълб. Заместването на получени-

Таблица 1

N	h_1	h_2	h_1-h_2	χ	$\Delta\chi$	$\Delta\chi^2$
1.						
2.						
3.						
...						
10.						

те експериментални стойности за Δp_1 и Δp_2 в (11) дава стойността на χ . Измерванията по гореописаната схема се повтарят 10 пъти, като получените резултати се подкрепят в таблица 1.

Средната квадратична грешка се изчислява по метода на Гаус по формулата

$$\Delta \chi = \pm \sqrt{\frac{\sum \Delta \chi_i^2}{n(n-1)}}$$

Средният резултат се записва с абсолютна и процентна грешка.

3.4. Определяне влажността на въздуха

Кратко теоретично въведение

Влажността на въздуха се обуславя от наличието на водни пари в него. За съхраняването на различни продукти, химични вещества, картини и др. съществува оптимална влажност. Нормалното функциониране на различни прибори изисква също влажността да се поддържа в определени граници. Правилното протичане на биологичните процеси при растенията, животните и човека също налага измерване и поддържане на определена влажност. Тези примери достатъчно нагледно показват необходимостта от изучаването на начините за измерването на количеството водни пари, съдържащи се във въздуха.

Водните пари в атмосферата се характеризират с две величини: парциално налягане и плътност. Между тях съществува връзка, която следва от уравнението на Клапейрон

$$pV = \frac{m}{\mu} RT$$

или

$$(1) \quad p = \frac{m}{V} \frac{RT}{\mu} = \rho \frac{RT}{\mu}$$

За сух въздух тази формула има вида:

$$(2) \quad p_0 = \rho_0 \frac{RT_0}{\mu_0},$$

където $\rho_0 = 1.293 \text{ kg/mol}$ е плътността на сух въздух при налягане $p_0 = 101325 \text{ Pa}$ (една атмосфера) и температура $T_0 = 273 \text{ K}$ ($^{\circ}\text{C}$).

Като се има предвид процентният състав на газовете във въздуха, моларната му маса е $\mu_0 = 28.96 \cdot 10^{-3} \text{ kg/mol}$.

За ненаситените водни пари в атмосферата може да се напише

$$(3) \quad e = \rho \frac{RT_0}{\mu}$$

където e е парциалното налягане на водните пари, ρ - тяхната плътност при 273 K , $\mu = 18.016 \cdot 10^{-3} \text{ kg/mol}$ е моларната маса на водата.

Чрез разделяне на (3) на (2) се получава

$$\rho = \frac{\rho_0 \mu}{\rho_0 \mu_0} e = 7.94 \cdot 10^{-6} e$$

Плътността f на водните пари при температура t ще бъде

$$(4) \quad f = \frac{\rho}{1 + \gamma t} = \frac{7.94 \cdot 10^{-6} e}{1 + \gamma t}$$

където $\gamma = 0.0036 \text{ K}^{-1}$ е температурния коефициент на обемно разширение на газовете при постоянно налягане.

Влажността на въздуха се характеризира със следните величини:

1. Абсолютна влажност f - количеството на водните пари, изразено в килограми, които се съдържат в един кубически метър въздух ($f \text{ kg/m}^3$). По същество това представлява плътността f на водните пари при дадена температура - формула (4). Поради това (4) дава възможност за пресмятането на абсолютната влажност, като се познава парциалното налягане е на водните пари при дадената температура.

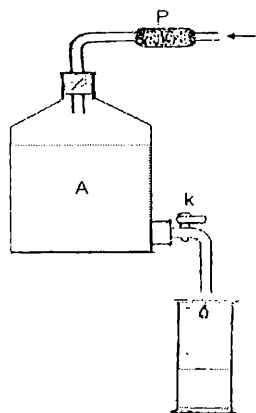
2. Максимална абсолютна влажност f_0 количеството на наситените водни пари, които се съдържат в 1 m^3 въздух при дадена температура $t^\circ\text{C}$ ($f_0 \text{ kg/m}^3$). f_0 представлява най- голямата стойност на масата водни пари, изразена в килограми, които се съдържат в един кубичен метър въздух при дадена температура. На нея съответствува максимална стойност на парциалното налягане на водните пари e_0 .

3. Относителна влажност r - отношението на абсолютната влажност към максималната абсолютна влажност при дадена температура. Обикновено се изразява в проценти

$$(5) \quad r = \frac{f}{f_0} \cdot 100\% = \frac{e}{e_0} \cdot 100\%$$

Влажността може да се определи по няколко метода: тегловен; психрометричен и хигрометричен.

Опитна постановка



Фиг. 1

А. Тегловен метод за определяне на влажността на въздуха.

Опитната постановка е показана на фиг 1. Тръбичката P е запълнена със силно хигроскопично вещество (напр. P_2O_5). Единият и край е свободен, а другия е свързан с аспиратора A , както е показано на фиг. 1. Под кранчето на аспиратора е поставена мензура с вместимост 1 - 2 литра.

Тегловният метод се основава на точното измерване на масата на водните пари и на обема въздух, в който те са се намирали.

В. Психрометричен метод за измерване влажността на въздуха.

При този метод се използва най- често психрометра на Август. Той се състои от два лабораторни термометъра, окачени на статив, както е показано на

фиг. 2.

Резервоарът на единия термометър е обвит с тънко памучно платно, края на което е потопен в съд с дестилирана вода с температура равна на температурата на околната среда. По капилярен път платното се омокря изцяло. Започва процес на изпарение на водата. Топлината за този фазов преход на водата се отнема от резервоара на термометъра, в резултат на което той започва да се охлажда. Обаче с възникването на температурна разлика между него и околната среда се осъществява процес на пренос на топлина от околният въздух към термометъра. При определена

температурна разлика $t-t_1$, тези две количества топлина се изравняват и се установява динамично равновесие.

Количеството топлина Q_1 , която се отнема от резервоара на термометъра за единица време на изпарение на водата е

$$(7) \quad Q_1 = c.m$$

където c е специфичната топлина на изпарение на водата, а m е масата на изпарената вода за единица време. Тази своеобразна скорост на изпарение е пропорционална на: разликата в парциалните налягания ($e'_0 - e$) при температурата на "мокрия" термометър; големината на повърхността S , от която се осъществява изпарението и обратнопропорционална на атмосферното налягане. По закона на Далтон масата на изпарената вода за единица време е

$$(8) \quad m = k \frac{S(e'_0 - e)}{p}$$

k - коефициент на пропорционалност, зависещ от скоростта на въздушния поток около термометрите.

Количеството топлина Q_2 , която ще постъпва от околната среда за единица време, съгласно закона на Нютон е пропорционално на повърхността S и на температурната разлика ($t-t_1$)

$$(9) \quad Q_2 = aS(t - t_1)$$

a - коефициент на пропорционалност.

При стационарен режим $Q_1=Q_2$. От (7), (8) и (9) за парциалното налягане на водните пари се получава

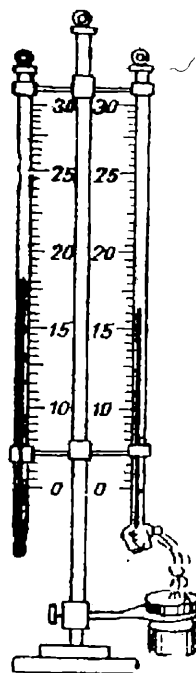
$$(10) \quad e = e'_0 - A(t - t_1)p$$

A е константа, характерна за дадения прибор. Тя се пресмята за всеки конкретен психрометър на Август (за средно подвижен въздух $A=0.0008$, а за стая $A=0.0012$). Обикновено пресмятането на A става чрез сравняване, като влажността се определя по друг метод, най-добре по тегловен метод.

При аспирационния психрометър на Асман фиг. 3 резервоарите на двата термометъра се намират на две тръбички, които са свързани с вентилатор, така че край резервоарите се пропуска въздушен поток с точно определена скорост. При това изпарението става винаги при едни и същи условия. Определянето на парциалното налягане на водните пари става отново по зависимостта (10), но тук константата A има стойност 0.00066.

С. Хигрометричен метод за определяне на относителната влажност на въздуха.

Използва се свойството на обезмаслен човешки косъм или изкуствено влакно, да се удължава при увеличаване влажността на въздуха. На това свойство се базира хигрометъра на Сосюр - Копе. При него единият край на снопче от косми е закрепено



Фиг. 2

но неподвижно в горният край на вертикална рамка. Долния край е прехвърлен през макаричка и се опъва от пружина. Неподвижно с макаричката е свързана стрелка, която сочи върху скала относителната влажност на въздуха в проценти.

Хигрометърът на Сосюр - Копе трябва често да се проверява, като се сравняват показанията му с тези на психрометъра на Август или Асман или се провери само 100%-то му показание. За целта се намокря платно, опънато на рамка, което се поставя на определено за това място. Затваря се плътно капака на хигрометъра. За кратко време в затвореното пространство се създава наситена влажност. Ако стрелката не сочи 100%-то деление се извършва съответната корекция. След това овлажненото платно се отстранява заедно с капака. Изчаква се известно време спирането на стрелката и се отчита относителната влажност на въздуха в проценти.

Задачи и начин на изпълнение

1. Определяне на константата А на психрометъра на Август.

По тегловен метод от формула (4) се определя парциалното налягане на водните пари. Температурите t и t_1 се отчитат при стационарен режим. От таблица се взема парциалното налягане на наситените водни пари e'_0 при температурата на "мокрия" термометър. Атмосферното налягане се отчита от барометър.

Парциалното налягане е може да бъде определено с психрометър на Асман с известна константа А.

2. Определяне на парциалното налягане на водните пари, абсолютната и относителната влажност на въздуха.

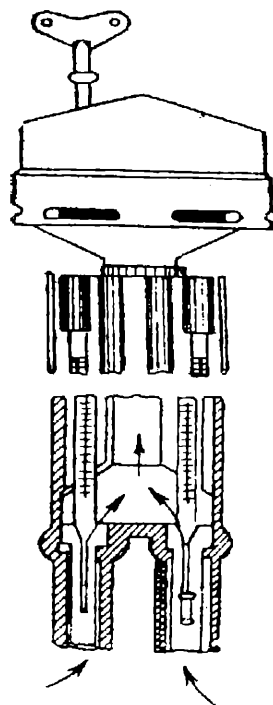
В стационарен режим се отчитат температурите t на "сухия" термометър и t_1 на "мокрия" термометър. От таблица се взема стойността на парциалното налягане e'_0 на наситените водни пари при температура t_1 . Отчита се атмосферното налягане от барометър. По формула (10) се пресмята парциалното налягане e , по формула (4) - абсолютната влажност f , а по формула (5) - относителната влажност g .

3. Определяне на парциалното налягане, абсолютната и относителната влажност с психрометъра на Асман.

Намокря се платното на "мокрия" термометър. Навива се пружината на вентилаторчето и се оставя да работи. Отчитат се температурите на двата термометъра, след установяването на равновесна стойност. Пресмята се по формула (10) - парциалното налягане на водните пари e , по (4) - абсолютната влажност f и по (5) - относителната влажност g .

4. Хигрометричен метод за определяне на относителната влажност.

Тарира се хигрометъра на Сосюр - Копе и се отчита относителната влажност на въздуха g .



Фиг. 3

3.5. Определяне динамичния вискозитет на течности

Кратко теоретично въведение

Вътрешното триене в една течност се проявява винаги когато има относително движение на частиците и' една спрямо друга. Ако два пласта от течността се движат ламинарно с различни скорости, големината на силата на вътрешно триене F е пропорционална на площта на допирната повърхност и градиента на скоростта по направление, перпендикулярно на движението dv/dy . Тази зависимост е изразена със закона на Нютон за вътрешното триене

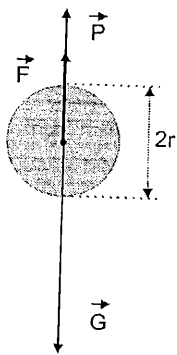
$$(1) \quad F = \eta S \frac{dv}{dy}$$

Коефициентът на пропорционалност η се нарича **динамичен вискозитет**. Той е характерна константа на дадената течност и зависи съществено от температурата. Числената стойност на динамичния вискозитет се определя с големината на силата на триене, която се поражда върху единица площ (1 m^2) от два пласта на течността движещи се един спрямо друг при промяна на скоростта с 1 m/s на разстояние 1 m в направление перпендикулярно на посоката на движение. Единицата му за измерване е N s/m^2 ($\text{Pa}\cdot\text{s}$).

В практиката се използва и така нареченият кинематичен вискозитет ν

$$(2) \quad \nu = \frac{\eta}{\rho'}$$

ρ' - плътност на течността



Фиг. 1

Единицата за измерване на кинематичния вискозитет е m^2/s .

Върху сферично тяло с маса m и обем v , което пада във вискозна течност действуват три сили - фиг. 1: силата на тежестта, насочена вертикално надолу

$$G = mg = \rho Vg$$

(ρ - плътност на тялото), която предизвиква движението на тялото; изтласкващата сила (силата на Архимед), насочена вертикално нагоре

$$P = \rho_1 Vg$$

(ρ_1 - плътност на течността) и силата на съпротивлението F , дължаща се на вътрешното триене в течността, насочена също нагоре. Силата на съпротивлението, която изпитва сферично тяло, движещо се с малка скорост във вискозна течност, без да се образуват вихри зад него, се определя по закона на Сток

$$(3) \quad F = 6\pi\eta r v$$

η - динамичния вискозитет; r - радиус на сферичното тяло и v - скорост на движението му.

От закона на Стокс се вижда, че силата на съпротивлението нараства пропорционално на скоростта.

При падане на сферичното тяло във вискозна течност първоначално скоростта му v ще нараства под действие на силата на тежестта G , а следователно ще нараства и съпротивлението F . Нарастването на v и F продължава до момента, в който сумата от изтласкващата сила P и силата на съпротивлението F стане равна на силата на тежестта G , т.е.

$$(4) \quad \vec{P} + \vec{F} = \vec{G}$$

От този момент тялото започва да се движи равномерно със скорост v_0 . Заместването на големините на F , P и G със съответните им стойности в уравнението (4) дава

$$(5) \quad 6\pi\eta r v_0 = \frac{4}{3}\pi r^3 g (\rho - \rho_1)$$

Решаването на (5) относно динамичния вискозитет η при $v = v_0$ дава

$$(6) \quad \eta = \frac{2}{9}g(\rho - \rho_1)\frac{r^2}{v_0}$$

Скоростта v_0 при равномерното движение се пресмята чрез пътя изминат за единица време $v_0 = l/t$. Формулата (6) добива вида

$$\eta = \frac{2}{9l}g r^2 (\rho - \rho_1) t$$

или

$$(7) \quad \eta = k \cdot t$$

където

$$(8) \quad k = \frac{2g(\rho - \rho_1)r^2}{9l}$$

Формулите за динамичния вискозитет (6) и (7) са валидни за неограничена течност, т.е. течност с обем много по-голям отколкото обема на тялото.

Тъй като изследваната течност се намира в стъклен цилиндричен съд с радиус R , трябва да се вземе предвид влиянието на стените на съда върху скоростта на движение на тялото. Понеже скоростта v_0 се намалява по следната

зависимост $\left(1/\left(1 + 2.4\frac{r}{R}\right)\right)$, то формулите (6), (7) и (8) трябва да се коригират съответно

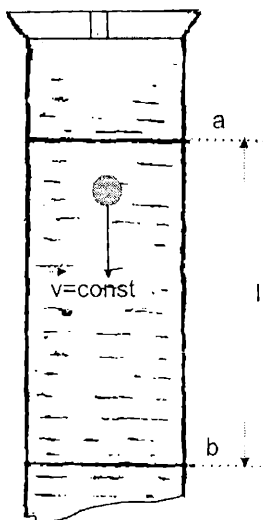
$$(6') \quad \eta = \frac{2}{9}r^2 g \frac{(\rho - \rho_1)}{v_0 \left(1 + 2.4\frac{r}{R}\right)}$$

(7')

$$\eta = k't$$

(8')

$$k = \frac{2}{9} r^2 g \frac{(\rho - \rho_1)}{l \left(1 + 2.4 \frac{r}{R} \right)}$$



Фиг. 2

Опитна постановка

Уредът за определяне на динамичния вискозитет представлява стъклен цилиндричен съд, напълнен с изследваната течност (фиг.2). Върху цилиндъра са нанесени два хоризонтални белега а и б, разположени на разстояние l един от друг. Горният белег а се намира на около 0.10 m под нивото на течността в съда, тъй като е намерено, че от там надолу тялото се движи равномерно.

Задачи и начин на изпълнение

1. Да се определи динамичния вискозитет η на течен парафин. Да се изчисли кинематичния вискозитет ν .

В изследваната течност се пускат стоманени сачми с даден радиус r . Със секундомер се измерва времето t за което сачмата ще премине от белега а до белега б, т.е. намира се времето за изминаване на разстоянието l . Разстоянието l се измерва с милиметрова линейка. При двете наблюдения очите на наблюдателя трябва да бъдат точно срещу белега на едно и също хоризонтално ниво, за избягване на паралактична грешка. Опитът трябва да се

извърши, като се пускат последователно поне десет сачми. Експерименталните данни се нанасят в таблица.

Плътностите ρ и ρ_1 се вземат от таблици. Получените стойности се заместват в (7') и (8') и се изчислява динамичния вискозитет. Средната квадратична грешка $\Delta\eta$ на средният резултат се пресмята по формулата

$$\Delta\eta = \sqrt{\frac{\sum \Delta\eta_i^2}{n(n-1)}}$$

Резултата се записва с абсолютната и относителната грешка в проценти:

$$\eta = (\eta_{cp} + \Delta\eta) \quad \text{Pa s}$$

$$\eta = \eta_{cp} \text{ Pa s} \pm \frac{\Delta\eta}{\eta_{cp}} \cdot 100\%$$

3.6. Определяне на средния свободен пробег и ефективния диаметър на въздушни молекули

Кратко теоретично въведение

При веществата в газообразно състояние молекулите, извършвайки хаотично топлинно движение могат да се преместват произволно до взаимодействието им (удар) с други молекули. Дължината на пътя, изминаван от една молекула на газа между два последователни удара се нарича дължина на свободния пробег λ . Дължините на свободните пробези на отделните молекули нямат точно определена стойност. Може да се пресметне средно статистическа стойност на свободните пробези за голям брой молекули наречена средна дължина на свободния пробег на молекулите $\bar{\lambda}$. Той е характерна, но различаваща се за различните състояния величина. Изменение на праволинейната посока на движение на молекулата се осъществява при достатъчно приближаване до друга. Минималното разстояние, на което могат да се приблизят центровете на две молекули, в момента на отклонение се нарича ефективен диаметър D_{ef} на молекулите. Самото взаимодействие се нарича удар.

Ако се приеме, че между молекулите не съществуват сили на взаимодействие, то горния ефект би се получил вследствие еластичен удар между тях, при условие, че те могат да се разглеждат като сфери с диаметър равен на ефективния.

Стойността на ефективния диаметър е величина зависеща, както от налягането, така и от температурата на газа.

Определянето на средния свободен пробег и ефективния диаметър на молекулите, може да се извърши чрез използване на изводи от молекулно - кинетичната теория и явленията на пренасяне.

Според молекулно - кинетичната теория за коефициента на вътрешно триене η при газовете се получава

$$(1) \quad \eta = \frac{1}{2} \rho \bar{\lambda} \bar{v}$$

ρ - плътност на газа.

От (1) за средния свободен пробег се получава

$$(2) \quad \bar{\lambda} = \frac{2 \eta}{\rho \bar{v}}$$

Коефициентът на вътрешно триене η , може да се изрази от закона на Хаген - Поазой, даващ зависимостта на обема флуид V , преминал като ламинарен поток, за време t , през капилярна тръбичка с дължина l и радиус r , в крайщата, на която е създадена разлика в наляганята Δp .

$$(3) \quad V = \frac{\pi r^4 \Delta p t}{8 \eta l}$$

От закон на Максвел средната аритметична скорост на постъпателно движение на молекулите е

$$(4) \quad \bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}$$

R - универсална газова константа; T - абсолютна температура и μ - моларна маса.

От уравнението на Клапейрон за идеален газ

$$pV = \frac{m}{\mu}RT$$

за плътността ρ на газа се получава

$$(5) \quad \rho = \frac{m}{V} = \frac{\mu p}{RT}$$

p - налягането на газа

Заместването в (2) на стойностите за \bar{v} и ρ от (4) и (5), и стойността на η , получена от (3), дава

$$(6) \quad \bar{\lambda} = \frac{\pi r^4 \Delta p t \sqrt{\pi RT}}{8V \rho \sqrt{2\mu}}$$

Ефективния диаметър D_{ef} на газовите молекули може да се пресметне, като се има предвид връзката му със средния свободен пробег $\bar{\lambda}$

$$(7) \quad \bar{\lambda} = \frac{1}{D_{ef}^2 \pi n \sqrt{2}}$$

n - концентрацията на газовите молекули при разглежданите условия.

Концентрацията на газовите молекули може да се пресметне от основното уравнение на молекулно - кинетичната теория, написано за разглежданите условия и при нормални условия (налягане p_0 и температура T_0)

$$(8) \quad p = nkT$$

$$(9) \quad p_0 = n_0 k T_0$$

k - константа на Болцман; n_0 - числото на Лошмид.

От почленно разделяне на (8) и (9) за n се получава

$$(10) \quad n = n_0 \frac{p T_0}{p_0 T}$$

От (7) и (10) за стойността на ефективния диаметър на газовите молекули се получава изразът

$$(11) \quad D_{ef} = \sqrt{\frac{T p_0}{\pi n_0 T_0 \bar{\lambda} p \sqrt{2}}}$$

Опитна постановка

Измерванията необходими за пресмятането на средния свободен пробег и ефе-

тивния диаметър на газовите молекули могат да се осъществят с опитните постановки показани на фиг. 1-а и фиг. 1-б.

През капилярната тръбичка К, ламинарно преминава въздух вследствие разликата в налягането в двата края, създавано при изтичането на течност от съда В. Разликата в налягането се измерва или с разликата в нивата Δh на манометъра М, или като се изрази чрез хидростатичното налягане. Обемът въздух преминал през капилярната тръбичка се пресмята от обема течност изтекъл в мензурата Z.

Задачи и начин на изпълнение

1. Да се определи средният свободен пробег на въздушните молекули - $\bar{\lambda}$.

2. Да се изчисли

ефективният диаметър на въздушните молекули - D_{ef}

На мястото на мензурата Z се поставя чаша и се отваря кранът С.

Когато течността започне да изтича на капки, т.е. създаде се разлика в наляганята в двата края на капилярната тръбичка К, чашата се заменя с мензурата Z, като едно-

новременно с това се включва секундомера. Изтеклият обем течност V е равен на обема въздух преминал през капилярната тръбичка. Със секундомера се отчита времето за неговото преминаване.

За постановката показана на фиг. 1-б, налягането предизвикващо протичането на въздуха, се пресмята по формулата

$$\Delta p = \rho_m g h_{cp}$$

ρ_m - плътност на водата

h_{cp} се пресмята от уравнението

$$h_{cp} = \frac{h_1 + h_2}{2}$$

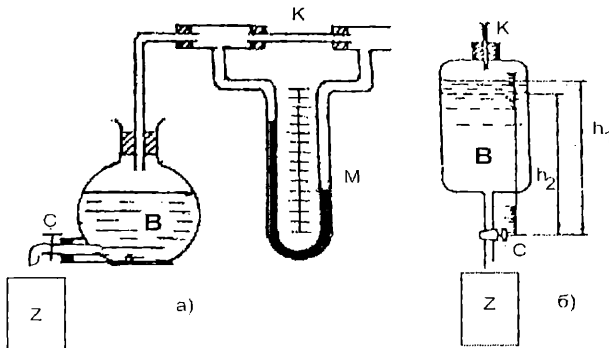
h_1 и h_2 са нивата на течността в началото и края на опита.

Дължината - l и радиуса - r на капилярната тръбичка са означени на самата опитна постановка, а p и T се отчитат от барометъра и термометъра в лабораторията.

Да се извършат три измервания на обема V, налягането Δp и времето t.

С получените стойности да се изчисли средната стойност на средния свободен пробег на въздушните молекули. С така получената стойност, чрез заместване в (11) да се изчисли ефективния диаметър D_{ef}

Константите необходими за изчисленията имат следните стойности:



Фиг. 1 а, б

$$R = 8.31 \text{ J/molK}$$

$$\mu = 28.96 \cdot 10^{-3} \text{ kg/mol}$$

$$\rho_{\text{вода}} = 998 \text{ kg/m}^3 - \text{плътност на водата при } 20^\circ\text{C}$$

$$p_0 = 1.01 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$$

$$g = 9.81 \text{ m/s}^2$$

Преценката за точността може да се направи по формулата

$$\frac{\Delta \bar{\lambda}}{\bar{\lambda}} = \pm \left(\frac{\Delta(\Delta p)}{\Delta p} + \frac{\Delta t}{t} + \frac{\Delta T}{2T} + \frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta p}{p} + \frac{4\Delta r}{r} + \frac{\Delta l}{l} \right)$$

където $\frac{\Delta(\Delta p)}{\Delta p} = \frac{\Delta h}{h}$ при измерване с манометър ($h = \text{const}$), или

$$\frac{\Delta(\Delta p)}{\Delta p} = \frac{2 \Delta h}{h_1 + h_2} \text{ при изчисляване на } \Delta p.$$

Абсолютните грешки на Δh , Δt , ΔV , ΔT и Δp се приемат равни на точността на съответния уред.

3.7. Определяне на специфичната топлина на изпарение на водата

Кратко теоретично въведение

При изпарение на течностите от свободната им повърхност се отделят молекули, чиято кинетична енергия е достатъчно голяма, за да преодолеят силите на привличане, действащи на повърхността. Тъй като при този процес средната енергия на молекулите в течността намалява, тя се охлажда. За да се поддържа температурата на изпаряващата се течност постоянна, трябва да и се придава известно количество топлина.

Количеството топлина, необходимо за изпаряването на един килограм течност при изотермен процес, се нарича специфична топлина на изпарение на течността. Същото количество топлина се отделя, когато един килограм пара се втечнява при същата температура. Специфичната топлина на изпарение се бележи с r и се измерва в J/kg:

$$(1) \quad r = \frac{Q}{m}$$

Тя зависи от температурата, при която се извършва изпарението или втечняването и намалява с повишаване на температурата. Специфичната топлина на изпарение при температурата на кипене е константа, характерна за всяка течност.

Ако температурата на едно тяло с маса m и специфичен топлинен капацитет c се промени с Δt , количеството топлина, което тялото ще приеме или отдели, се определя по формулата:

$$(2) \quad Q = cm \Delta t$$

Когато в една затворена термодинамична система (например калориметър) се

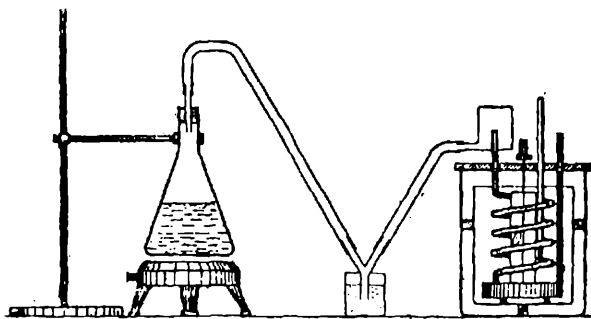
извършва топлообмен, отделеното от някои тела количество топлина трябва да бъде равно на приетото количество топлина от останалите тела в системата, или:

$$(3) \quad Q_{\text{отд}} = Q_{\text{пр}}$$

Това равенство се нарича уравнение на топлинния баланс или калориметрично уравнение.

Опитна постановка

Определянето на специфичната топлина на изпарение на водата се извършва по калориметричен метод, при който се използва втечняването на водни пари. Опитната постановка (фиг. 1) се състои от калориметър, чийто вътрешен съд е термично изолиран, а топлинните загуби през капака могат да се пренебрегнат. В калориметъра са поставени спирална тръба, бъркалка и термометър.



Фиг. 1

Горният край на спиралната тръба е изведен над капака на калориметъра и се свързва с наклонена надолу гумена тръбичка, през която постъпват пари от кипяща в отделен съд вода. В средата на гумената тръбичка се намира Y -

видно разклонение, долният край на което е потопен в чашка с вода. Водната пара, която се втечнява извън калориметъра не попада в спиралата, а по наклонената тръбичка се излива в чашката. В калориметъра се налива вода в такова количество, че спиралата да бъде изцяло потопена в нея.

Задачи и начин на изпълнение

Ако в спиралата се втечни водна пара с маса m , тя ще отдели количество топлина $Q'_{\text{отд}} = r m$. Получената вода със същата маса по-нататък ще понижи температурата си от θ (температура на кипене) до някаква крайна температура t_2 . При това ще се отдели още топлина

$$Q'_{\text{отд}} = c m (\theta - t_2),$$

където c е специфичният топлинен капацитет на водата.

Следователно количество топлина, което ще се отдели в системата е:

$$(4) \quad Q_{\text{отд}} = r m + c m (\theta - t_2)$$

Преди топлообмена налятата в калориметъра вода, а заедно с нея вътрешният съд, спиралата и бъркалката имат еднаква начална температура t_1 , която трябва да бъде с няколко градуса по-ниска от стайната. По време на топлообмена те приемат известно количество топлина, вследствие на което температурата им се повишава от t_1 до t_2 . Ако вътрешният алуминиев съд има маса m_1 и специфичен топлинен капацитет c_1 , месинговата спирала, маса m_2 и специфичен топлинен капацитет c_2 ,

Ръководство за лабораторни упражнения

месинговата бъркалка маса m_3 и налятата вода m_4 , то тези тела ще приемат количество топлина:

$$(5) \quad Q_{np} = (c_1 m_1 + c_2 m_2 + c_2 m_3 + c m_4)(t_2 - t_1)$$

В тази формула е пренебрегнато количеството топлина, прието от потопения резервоар на термометъра, тъй като то е в границата на грешките при измерванията.

От калориметричното уравнение (3) се получава:

$$r m + c m (\theta - t_2) = (c_1 m_1 + c_2 m_2 + c_2 m_3 + c m_4)(t_2 - t_1)$$

откъдето

$$(6) \quad r = \frac{(c_1 m_1 + c_2 m_2 + c_2 m_3 + c m_4)(t_2 - t_1)}{m} - c(\theta - t_2)$$

Масите m_1 , m_2 , m_3 и m_4 се определят чрез претегляне на телата с лабораторни везни. При неразглобяем калориметър масата на налятата вода m_4 може да се определи, като се измери обемът и V с мензурка и се използва формулата

$$m_4 = \rho V,$$

където ρ е плътността на водата.

Сглобява се системата, свързва се гумената тръбичка, по която постъпва пара, със спиралата и опита се продължава до тогава, докато крайната температура t_2 стане с толкова градуса по-висока от стайната, с колкото началната температура t_1 е била по-ниска от стайната. По този начин се намаляват до минимум грешките, свързани с несъвършената топлинна изолация на калориметъра. По време на топлообмена водата в калориметъра трябва непрекъснато да се разбърква. Накрая се изважда спиралата от калориметъра, подсушава се отвън и наново се претегля. Ако

масата m' е m'_2 , то масата на втечнената пара ще бъде $m = m'_2 - m_2$.

Температурата на кипене на водата се определя по формулата

$$(7) \quad Q = 100 - 2,81 \cdot 10^{-4} (1,013 \cdot 10^5 - p)$$

където p е атмосферното налягане, изразено в паскали.

Най-голяма относителна грешка се допуска при измерване на масата m и m_4 , както и на температурната разлика $t_2 - t_1$.

Ако се пренебрегнат грешките, допуснати при измерване на останалите величини, за относителната грешка на крайния резултат се получава

$$\frac{\Delta r}{r} = \pm \left(\frac{\Delta m}{m} + \frac{\Delta m_4}{m_4} + \frac{2 \Delta t}{t_2 - t_1} \right),$$

където: $\Delta m = 0,1g$; $\Delta m_4 = 5g$; $\Delta t = 0,1^\circ C$.

3.8 Поасоново разпределение на случайни величини

1. Кратко теоретично въведение

Във физиката се изучават два вида закономерности: динамически и статистически. Динамическите закономерности предполагат определени числени стойности на всички физични величини, характеризиращи състоянието на даден физичен обект. Тези закономерности отразяват еволюцията на този обект във времето. Това означава, че ако е определено състоянието на обекта в даден момент от време, то във всеки следващ момент са известни стойностите на всички величини, отнасящи се до състоянието на изследвания обект. Закономерностите в класическата механика, хидродинамиката, термодинамиката, електродинамиката и т.н. са динамически закономерности.

Статистическите закономерности се отнасят до системи, състоящи се от огромен брой частици (молекули, атоми, електрони и т.н.). Такива системи са газовете, течните и твърдите тела, кристалите, плазмата, химичните съединения, небесните тела и т.н. Тези системи се характеризират със случайни величини. В опитите за измерване при определени неизменни условия случайните величини заемат различни стойности, в чиято последователност няма никаква закономерност. Спектърът на възможните стойности може да бъде най-различен: от дискретен с малък брой стойности до непрекъснат в голям интервал от стойности. Във всеки отделен опит случайните величини заемат една от възможните стойности като от опит в опит техните стойности се изменят по абсолютно произволен начин, т.е. случайно. Ето защо случайните величини са непредсказуеми. Но опитът показва, че тези величини могат да се характеризират с една строго определена числена стойност, наречена вероятност. Най-общо казано вероятността е количествена мярка на възможното. Тази количествена мярка се определя от опита. В серия от опити може да се определи относителната честота n на някаква стойност на случайна величина (или събитие). Относителната честота е отношението на броя на опитите n , в които се реализира дадена стойност (или дадено събитие) към общия брой на опитите N ,

т.е. $\nu = \frac{n}{N}$. Относителните честоти притежават едно важно свойство - устойчивост,

т.е. при нарастване на броя на опитите тези честоти проявяват ясно изразена тенденция да се групират около определена числена стойност, която се нарича вероятност p на случайната величина (или събитие). Ако броя на опитите $N \rightarrow \infty$, то

честотата $\nu = \frac{n}{N} \rightarrow p$ (закон на големите числа; теорема на Бернули).

Една случайна величина (например дискретна) е напълно определена, ако са известни възможните ѝ стойности $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ и съответните вероятности за тези стойности $p_1, p_2, p_3, \dots, p_n$. Вероятностите p_i са положителни числа $0 < p_i < 1$ и тяхната сума е равна на 1, което следва от честотното тълкуване на понятието вероятност. Вероятностите p_i се наричат вероятностно разпределение на случайната величина. При непрекъснати случайни величини вероятностното разпределение се изразява чрез функция, която се нарича функция на разпределение.

И така под случайна величина се разбира променлива величина, която по произволен начин заема своите възможни стойности и за която е определено вероятностното разпределение.

В природата съществуват редица случайни процеси, които се описват от случайни величини. Един такъв процес е радиоактивното разпадане. Под радиоактивно разпадане се разбира самопроизволното превръщане на едни ядра в други съпроводено с изпускане на елементарни частици или гама лъчение. Такива радиоактивни процеси са : α - разпад (изпускане на α - частици); β - разпад (изпускане на електрони или позитрони, захващане на електрони); γ - излъчване на ядрата; спонтанно делене на тежките ядра; протонна радиоактивност (изпускане на едни или два протона). Радиоактивните разпадания на отделните ядра са случайни събития, които са независими едно от друго. Предварително не може да се каже кое ядро в кой момент ще се разпадне, но броя на неразпадналите се ядра (или разпадналите се ядра) се подчинява на една обща закономерност, която се нарича закон за радиоактивното разпадане. Ако в началния момент $t = 0$ броят на радиоактивните ядра е N_0 , то в някакъв следващ момент t броят на неразпадналите се ядра N е

$$(1) \quad N = N_0 e^{-\lambda t}$$

Константата λ е характерна за дадения вид ядра и се нарича константа на радиоактивното разпадане. Времето, за което се разпада половината от първоначалния брой ядра се нарича период на полуразпадане. Това време се определя от уравнението

$$\frac{1}{2} N_0 = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}, \text{ откъдето } T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda}$$

Периодът на полуразпадане на известните до този момент радиоактивни елементи варира от $3 \cdot 10^{-7}$ s до $5 \cdot 10^{15}$ години.

За време $\Delta t \ll T_{1/2}$ броят k на разпадналите се ядра ще бъде $k \ll N$. За същия този интервал може да се приеме, че $N \sim \text{const}$ (виж (1)) и броят k на разпадналите се ядра би бил неизменен с течение на времето. Но поради това, че радиоактивното разпадане е случаен процес, за еднакви интервали от време Δt броя k на разпадналите се ядра е различен и непредсказуем. Следователно k е случайна величина и нейното вероятностно разпределение е разпределението на Поасон

$$(2) \quad P(k) = \frac{a^k}{k!} e^{-a}$$

където a е параметър.

$P(k)$ е вероятността за време $\Delta t \ll T_{1/2}$ да се разпаднат k радиоактивни ядра или да се излъчат k елементарни частици. Очевидно, че при регистрацията на тези елементарни частици е в сила същото поасоново разпределение т.е. вероятността детектора да регистрира k частици за определен интервал от време се определя от закона на Поасон (2). Броят на регистрираните частици от детектора е пропорционален, но по-малък от броя на излъчените частици от радиоактивния източник.

Поасоновото разпределение (2) има следните свойства:

а) вероятността да се регистрират какъв да е брой частици за време Δt е

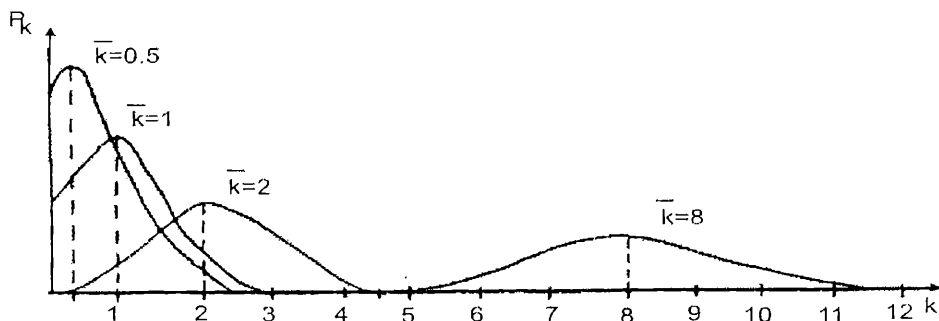
$$\sum_{k=0}^{\infty} P(k) = e^{-a} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{a^k}{k!} = e^{-a} e^a = 1;$$

$$\left(\sum_{k=0}^{\infty} \frac{a^k}{k!} = e^a \right)$$

т.е. достоверното събитие има вероятност 1.

б) средната стойност \bar{k} на регистрирания брой частици е

$$\bar{k} = \sum_{k=0}^{\infty} kP(k) = e^{-a} \sum_{k=0}^{\infty} k \frac{a^k}{k!} = ae^{-a} \frac{d}{da} \left(\sum_{k=0}^{\infty} \frac{a^k}{k!} \right) = ae^{-a} e^a = a$$



Фиг. 1

т.е. параметъра a е равен на средната стойност \bar{k} . Тогава поасоновото разпределение добива вида;

$$(3) \quad P(k) = \frac{\bar{k}^k}{k!} e^{-\bar{k}}$$

Кривите на фиг. 1 показват зависимостта на поасоновото разпределение (3) от средната стойност \bar{k} . При малки стойности на \bar{k} кривите са асиметрични. При $\bar{k} > 20$ тази несиметричност изчезва като за достатъчно големи \bar{k} дискретното поасоново разпределение преминава в непрекъснато нормално разпределение.

в) параметъра, който характеризира разхвърлянето на случайната величина или полуширината на кривите (фиг. 1) се нарича дисперсия

$$D(k) = \overline{(k - \bar{k})^2} = \sum_{k=0}^{\infty} (k - \bar{k})^2 \frac{\bar{k}^k}{k!} e^{-\bar{k}} = \bar{k}$$

изчислението се извършва по аналогичен начин както при \bar{k} .

г) средноквадратична грешка или стандартно отклонение

$$(4) \quad \sigma = \sqrt{D(k)} = \sqrt{\bar{k}}$$

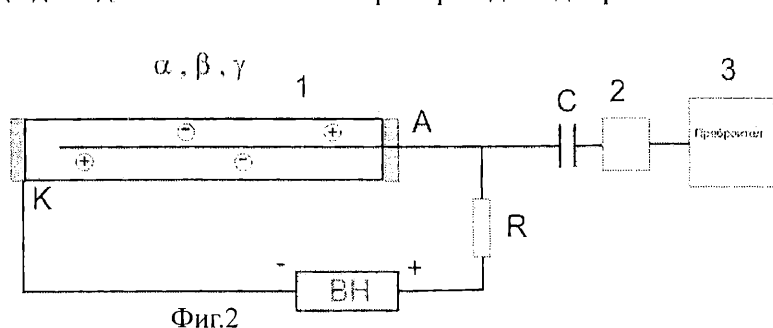
д) относителна (процентна) грешка

$$(5) \quad \Delta = \frac{\sigma}{k} 100\% = \frac{100\%}{\sqrt{k}}$$

Ако при едно отделно измерване детектора е регистрирал k частици за определен интервал от време, то стандартното отклонение (абсолютната грешка) на това измерване съгласно (4) е $\sigma = \sqrt{k}$, а относителната (процентната) грешка съгласно

(5) е $\Delta = \frac{100}{\sqrt{k}}\%$. Веднага се вижда, че за да се направят по-точни измервания (с по-

малка относителна грешка) е необходимо съгласно (5) броя на регистрираните частици да бъде по-голям. Така например за да бъде грешката 1% е необходимо да се



регистрират 10000 импулса, а при грешка 10% трябва да се отчетат само 100 импулса. и т.н. При слаба активност (малък интензитет), за да се

направи измерване с достатъчно малка грешка е необходимо времетраенето на измерването да бъде достатъчно голямо.

От казаното до тук следва, че при регистрацията на елементарните частици се допускат статистически грешки, които се дължат на природата на самата измервана величина. Поасоновото разпределение (3) е природен закон, който описва тези статистически грешки, като абсолютната и относителната грешки при регистрацията на елементарните частици се изчисляват съответно по формулите (4) и (5).

Опитна постановка

Поасоновото разпределение може експериментално да се изследва при измерване на радиоактивния фон или слаб радиоактивен източник с броячна апаратура. Последната се състои от Гайгер - Мюлеров детектор (брояч) 1, предусилвател 2 и електронен преброител 3 (фиг.2).

Гайгер - Мюлеровият брояч представлява метален цилиндър с два електрода, напълнен с газ. Единият от електродите (катода) е самият корпус на брояча, а другият (анодът) е тънка метална нишка опъната по оста на цилиндричния катод. Необходимото напрежение се подава на брояча автоматично с включването на преброителя 3.

Радиоактивните частици йонизират газа в брояча, а също така избиват електрони от неговите стени. Получените заряди, ускорени от силното електрично поле в близост до нишката (анода) на брояча чрез удари йонизират молекулите на газа. Така чрез ударна йонизация броят на електричните заряди лавинообразно расте. В

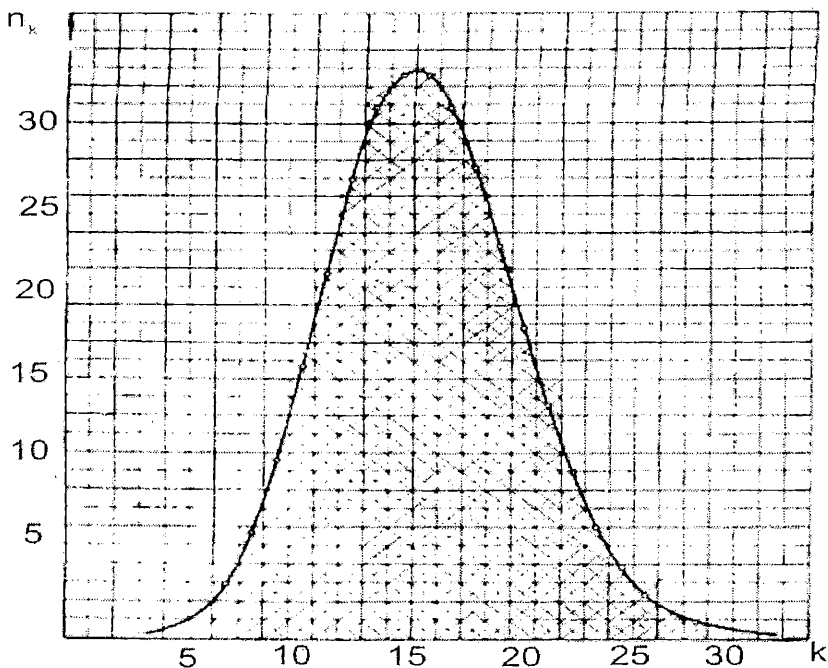
крайна сметка се получава голям брой електрони, които се събират от анода и през брояча протича кратковременен токов импулс. Този токов импулс предизвиква пад на напрежение върху съпротивлението R . Падът на напрежението $U = IR$ (импулс на напрежението) през кондензатора C се подава се на предусилвателя 2 и след това - в преброителя 3, който отчита броя на импулсите.

Задачи и начин на изпълнение

1. Експериментално изследване на поасоновото разпределение. Хистограма

Добре изразено поасоново разпределение се получава при голям брой измервания (напр. $N = 200$) на регистрираните радиоактивни частици k от броячната апаратура в интервал от няколко секунди, когато $\bar{k} \leq 20$. Временният интервал за отчитане на броя на импулсите за равни интервали от време се задава автоматично. Опитните данни се подреждат в таблица в първата колона на която се нанася номера на измерването i , във втората - N_i , показанията на апаратурата от i -тото измерване, в третата - броя на регистрираните импулси k_i . Може да се определи експерименталната вероятност или честотата на измервана случайна величина k . Тя е равна на отношението на броя на опитите n_k , в които апаратурата е отчела k импулса за определения интервал от време към общия брой импулси N

$$(6) \quad P_E(k) = \frac{n_k}{N}$$



Фиг. 3

От (6) при $N=200$ за n_k се получава

$$n_k = NP_E(k) = 200P_E(k) = 2P_c(k)\%$$

Резултатите от измерването се нанасят в координатна система върху милиметрова мрежа. По абсцисната ос се нанасят през пет милиметра стойностите на случайната величина k . По ординатната ос се нанасят броят на измерванията n_k , в които се е реализирала дадена стойност на случайната величина. Всяко измерване се нанася с кръстче по диагоналите на квадрат с размер пет милиметра, отбелязано над съответната стойност k (фиг.3). Така на всяка стойност на k съответства вертикален стълб, който съдържа n_k броя кръстчета. Такъв род графика се нарича хистограма на случайната величина. В същност, както се вижда от (6) хистограмата е графичен израз на експерименталното вероятностно разпределение, изразено в проценти ($n_k = 2P_E(k)\%$).

2. Сравнение на експерименталното вероятностно разпределение (хистограма) с теоретичното поасоново разпределение дадено от формула (3)

От формула (3) се пресмятат удвоените стойности на вероятността, изразена в проценти ($n_{kT} = 2P_T(k)\%$) и се нанасят в същата координатна система (фиг.3), в средното междулиние на съответното квадратче. Средната стойност във формула 3 се изчислява от опита.

$$\bar{k} = \sum_{k=0}^{\infty} kP_E(k) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{kn_k}{N} = \frac{N_N}{N}$$

където N_N е общия брой импулси отчетени при всичките N измервания.

Конкретно за $N = 200$ - $\bar{k} = \frac{N_{200}}{200}$, където N_{200} е показанието на апаратурата след 200 - ия опит.

Стойностите на поасоновото разпределение, изразени в проценти, за улеснение са дадени в таблица в Приложението.

Получените точки се съединяват с непрекъсната плавна крива линия, която е графичен израз на теоретичното поасоново разпределение. Сравняват се тази крива и хистограмата и се правят съответните изводи.

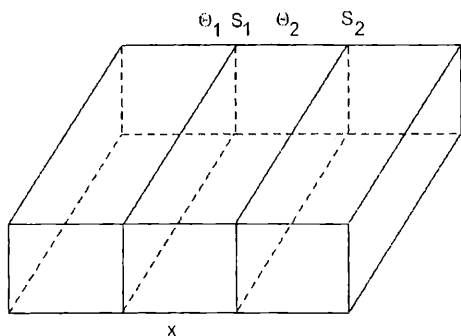
Определят се от формули (4) и (5) средноквадратичната (абсолютната) и относителна грешки на едно отделно измерване. Относителната грешка на средната стойност \bar{k} се изчислява от формулата $\Delta_{\bar{k}} = \frac{100}{\sqrt{N_{200}}}\%$, където N_{200} е сумарния брой регистрирани частици в серията от двеста измервания. Полученият резултат се записва с грешката във вида

$$k = \bar{k} \pm \Delta_{\bar{k}}$$

3.9. Определяне на коефициента на топлопроводност на твърдо тяло

Кратко теоретично въведение

При топлинен контакт на две тела, имащи различни температури, става предаване на топлина от тялото с по-висока температура, към тялото с по-ниска температура. Такова предаване на топлина се наблюдава и между частиците на едно и също тяло, ако са нееднакво загрети. Когато пренасянето на топлина не е свързано с пренасяне на вещество, процесът се нарича топлопроводност.



Фиг. 1

Топлопроводността се дължи на непосредствено предаване на кинетична енергия от едни молекули или атоми (електрони при металите) на други.

За изотропно еднородно тяло (фиг.1), на което S_1 и S_2 са две сечения с температури Θ_1 и Θ_2 на разстояние x , количеството топлина dQ , което ще се пренесе при стационарен процес през S_1 до S_2 за време dt е:

$$(1) \quad dQ = -\lambda \frac{\Theta_1 - \Theta_2}{x} S dt .$$

Законът е установен от френския учен Жозеф Фурие. Знакът минус показва, че топлинната енергия се предава от място с по-висока температура към място с по-ниска температура, т.е. обратно на градиента на температурата. λ се нарича коефициент на топлопроводност. Законът може да се запише и така:

$$q = \frac{dQ}{dt} = -\lambda \frac{\Theta_1 - \Theta_2}{x} S .$$

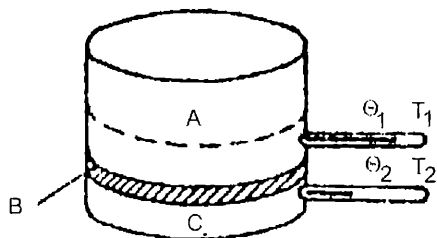
Величината q се нарича топлинен поток и се дефинира като количеството топлина, което преминава през дадена повърхност S за единица време при градиент на температурата $\frac{\Theta_1 - \Theta_2}{x} = \frac{\Delta \Theta}{x}$.

Коефициентът на топлопроводност λ е величина, която характеризира средата по отношение на нейната топлопроводност и се измерва с топлинният поток, преминал през единица площ, перпендикулярна на потока, при единица температурен градиент.

В системата SI размерността на λ е $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Числената му стойност в зависимост от вида на средата се изменя при металите в граници от 50 до $300 \text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, при изолационните твърди материали - от 0,01 до $1,7 \text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ и при газовете - от 0,017 до $1,134 \text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$.

Опитна постановка

Определянето на коефициента на топлопроводност се извършва с лабораторната постановка, показана на фиг.2. Цилиндрична метална плоча C е закрепена по-



Фиг. 2

За изпълнението на задачата в съда А се налива вода до определения белег, поставя се върху образца и се включва електронагревателя. Поради преноса на топлина температурите, отчетени с двата термометъра, започват да нарастват. Те се записват през интервали от време 2 минути, докато се достигне топлинно равновесие на системата, т.е. Θ_1 и Θ_2 остават постоянни.

С известно приближение за Θ_1 - температурата на кипене на водата, може да се използва определената по формулата температура:

$$\Theta_1 = 100 - 2,81 \cdot 10^{-4} (p_0 - p),$$

p - атмосферното налягане, измерено в N/m^2

$$p_0 = 1,01 \cdot 10^5 \frac{N}{m^2}.$$

При стационарен процес топлинният поток, който преминава през изследвания образец е равен на топлинния поток, разсеян в околната среда от плочата С

$$(2) \quad \frac{\lambda \pi D^2}{4} \frac{\Theta_1 - \Theta_2}{d} = (M_1 c_1 + 3M_2 c_2) \left(\frac{d\Theta}{dt} \right)_{\Theta_2},$$

където D е диаметърът на образца и металните плочи;

d - дебелината на образца;

съответно Θ_1 и Θ_2 са температурите на равновесното състояние;

M_1 и c_1 са масата и специфичният топлинен капацитет на плочата С; M_2 и c_2 - са

масата и специфичният топлинен капацитет на шпилката и $\left(\frac{d\Theta}{dt} \right)_{\Theta_2}$ е скоростта на охлаждане на плочата С, при температура Θ_2 .

За да се определи $\left(\frac{d\Theta}{dt} \right)_{\Theta_2}$, след установяването на стационарния процес, наг-

ревателя А се отстранява и долната повърхност на плочата С се нагрива от друг нагревател - котлон, докато се достигне температура с 10^0 С по-висока от Θ_2 , отчетена при равновесното състояние (котлонът се допира до плочата посредством натискане на лост, монтиран върху основата). След това се отстранява и този нагревател и плочата започва да изстива. Отчита се температурата през интервали от половин минута, докато се понижки до $(\Theta_2 - 10^0$ С).

средством топлинно изолирани шпилки и стойки към стабилна основа. Върху нея са поставени: образец В, на който ще се измерва топлопроводността и нагревател А. Последният представлява метален съд с вода, в който е монтиран електронагревател. В дъното на цилиндъра А и плочата С са пробити отвори, в които са поставени термометрите T_1 и T_2 .

Задачи и начини на изпълнение

Построява се кривата на охлаждането $\Theta = f(t)$ (фиг.3). Прекарва се тангентата

при Θ_2 и се определя ъгловия и коефициент, който е равен на $\operatorname{tg} \alpha = \left(\frac{d\Theta}{dt} \right)_{\Theta_2}$.

Коефициентът на топлопроводност се определя от равенството

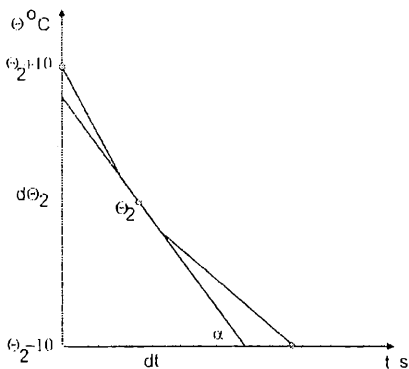
$$(3) \quad \lambda = \frac{4 d (M_1 c_1 + 3 M_2 c_2) \left(\frac{d\Theta}{dt} \right)_{\Theta_2}}{\pi D^2 (\Theta_1 - \Theta_2)}$$

Преценка на точността на резултата може да се направи, като се изчисли относителната грешка по формулата

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \pm \left[\frac{\Delta d}{d} + \frac{2\Delta D}{D} + \frac{\Delta \Theta_2}{\Theta_1 - \Theta_2} + \frac{\Delta (d\Theta)}{d\Theta} + \frac{\Delta (dt)}{dt} \right]$$

При изчисляване на относителната грешка се пренебрегват грешките от измерване на масите, като малки в сравнение с останалите и грешката за Θ_1 , тъй като тя се взема равна на температурата на кипене на водата. Съответно $\Delta(d\Theta)$ е точността при измерване на температурата, а $\Delta(dt)$ - точността при измерване на времето.

Коефициентът на топлопроводност на друг материал λ' може да се определи, като се изхожда от закона на Нютон за охлаждането и се използва измерената стойност на λ . Според закона на Нютон за охлаждането на дадено тяло, разсейването на топлинния поток е пропорционално на превишението на температурата, спрямо температурата на околната среда.



Фиг. 3

Като се има предвид горното, уравнение (2) може да се запише:

$$(4) \quad \lambda \cdot \frac{\pi D^2}{4} \cdot \frac{\Theta_1 - \Theta_2}{d} = \text{const.} (\Theta_2 - \Theta_0),$$

където Θ_2 е температурата на плочата С при топлинно равновесие, а Θ_0 - температурата на въздуха.

Следователно за втория образец равенство (4) е:

$$(5) \quad \lambda' \cdot \frac{\pi D'^2}{4} \cdot \frac{\Theta'_1 - \Theta'_2}{d'} = \text{const.} (\Theta'_2 - \Theta_0)$$

От (4) и (5) се получава:

$$(6) \quad \lambda' = \frac{\lambda d' (\Theta_1 - \Theta_2) (\Theta'_2 - \Theta_0)}{d (\Theta'_1 - \Theta'_2) (\Theta_2 - \Theta_0)}$$

Изразът (6) дава възможност да се определи коефициентът на топлопроводност l' на образец от друг материал със същата лабораторна постановка. За целта е необходимо да се изпълни само първата част на експеримента - измерване на Θ'_1 и Θ'_2 , при топлинно равновесие в системата.

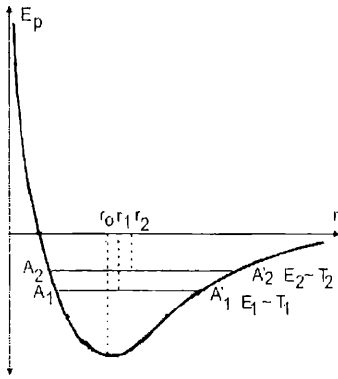
3.10. Температурен коефициент на линейно удължение на твърдо тяло

Кратко теоретично въведение

Твърдите тела се отличават от течностите и газовете по това, че имат определена форма. Причината за това се дължи на обстоятелството, че градивните им частици имат фиксирани положения. Те се обуславят от силите на взаимодействие между тях. Всяка молекула заема положение, което съответствува на минимална потенциална енергия в полето на силите на взаимодействие с останалите молекули. На фиг. 1 е показано графично изменението на потенциалната енергия, като функция на разстоянието, на дадена молекула взаимодействаща си с друга съседна. Както се вижда

от фигурата кривата е несиметрична относно минимума. При температура T_1 молекулата ще извършва трептливо движение с амплитуда $A_1 A'_1$ около средно положение на разстояние r_1 от съседната.

Средното разстояние между молекулите r_1 е по-голямо от r_0 , съответстващо на минимума на потенциалната енергия. При температура T_2 , по-висока от T_1 , амплитудата на трептене $A_2 A'_2$ ще нарасне. Това е свързано с изменението на средното разстояние r , то вече ще е r_2 . Или както се вижда от потенциалната крива, вследствие на нейната асиметрия с нарастване на температурата средното разстояние между молекулите нараства.



Фиг. 1

ва. Това води до нарастване размерите на тялото при загряване.

Удължението Δl при загряване е право пропорционално на дължината l и на температурната промяна Δt

$$(1) \quad \Delta l = \alpha l \Delta t,$$

където коефициентът на пропорционалност α е константа, характерна за всяко вещество в твърдо състояние и се нарича температурен коефициент на линейно удължение. От (1) за α се получава

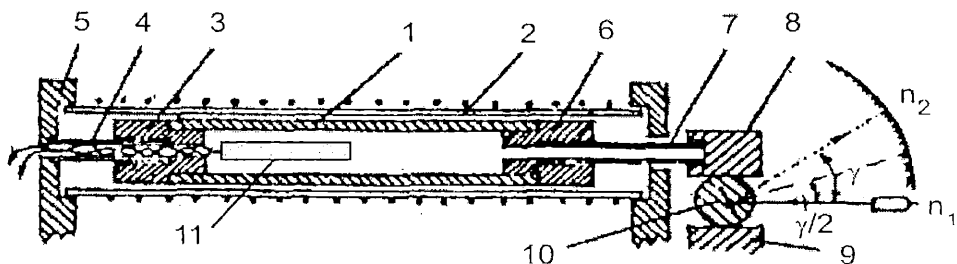
$$(2) \quad \alpha = \frac{\Delta l}{l \Delta t},$$

т.е. α представлява удължението, което получава единица дължина от тялото при промяна на температурата му с 1 K.

Опитна постановка

Изследваният образец 1 (фиг.2) е метална тръба с дължина l . Нагревателят е кварцова тръба 2 с навит върху нея проводник - кантал. Левият край на образца посредством втулка 3 и къса кварцова тръбичка 4 се опира в неподвижна преграда

5. Удължението на тази тръбичка може да се пренебрегне, тъй като температурния коефициент на линейно удължение на кварца е с повече от един порядък по-малък, от този на изследвания материал. По тази причина се счита, че се премества само десният край на разстояние равно на удължението Δl . Втулката 6 и късата кварцова тръбичка 7 предават това преместване на магнитната котва 8. Между котвата и неподвижния магнит 9 е притисната цилиндрична ос 10, която е с диаметър d . Непод-



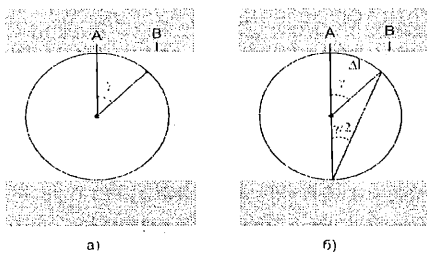
Фиг. 2

вижно към пръчката и успоредно на нейната ос е закрепено огледалце. Посредством проекционно устройство към него е насочен тесен светлинен сноп, който след отразяване от огледалцето пада върху милиметрова скала перпендикулярна на оста на цилиндричната пръчка 10.

Ако пръчката 10 се въртеше около геометричната си ос (фиг.3а), между ъгълът на завъртане γ и удължението Δl , което го предизвиква, ще бъде в сила зависимостта

$$(3) \quad \frac{\Delta l}{\pi d} = \frac{\gamma}{360},$$

където d е диаметъра на оста.



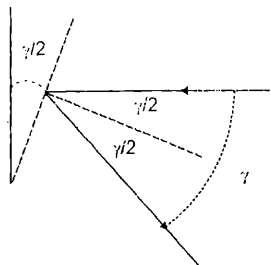
Фиг. 3

В опитната постановка завъртането на пръчката 10 става около точката, в която тя се допира до магнита. Завъртането и в този случай ще е на ъгъл $\gamma/2$, понеже вписаният в окръжността ъгъл се измерва с половината от принадлежащата му дъга (фиг.3, б). Лесно е да се съобрази, че когато цилиндричната пръчка и огледалцето се завъртят на ъгъл $\gamma/2$, отразеният лъч се завърта на ъгъл $2\gamma/2 = \gamma$ (фиг.4). Ако преди загряването светлинният лъч е падал на деление n_1 от скалата, а след загряването достигне n_2 , то

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{n_2 - n_1}{L} = \frac{\Delta n}{L}$$

където L е разстоянието от огледалцето до скалата.

От тази зависимост за g се получава



Фиг. 4

$$\gamma = \arctg \frac{\Delta n}{L}$$

От формула (3) може да се определи удължението

$$\Delta l$$

$$(4) \quad \Delta l = \frac{\pi d \gamma}{360}$$

За определяне на температурната промяна Δt в изследвания образец е поместена намотка с тънък меден проводник (11), съпротивлението на който може да бъде определено с голяма точност. Използва се познатата формула

$$\Delta R = R_2 - R_1 = \beta R_0 \Delta t$$

R_0 - съпротивлението при 0°C

$\beta = 0.0043 \text{ K}^{-1}$ - температурен коефициент на съпротивление на Cu.

От последния израз за Δt се получава

$$(5) \quad \Delta t = \frac{R_2 - R_1}{0,0043 R_0}$$

R_1 - началната температура; R_2 - крайната температура.

Като се замести (4) и (5) в (2) се получава зависимостта за определяне на температурния коефициент на линейно удължение α се получава

$$(6) \quad \alpha = \frac{0,0043 \pi d R_0 \gamma}{360 l \Delta R}$$

Задачи и начин на изпълнение

1. Определяне на температурния коефициент на линейно удължение.

Измерва се при стайна температура съпротивлението R_1 и се отчита показанието на светлинния белег върху милиметровата скала n_1 . Посредством регулируем автотрансформатор и разделителен трансформатор се прилага захранващо напрежение (42V) към нагревателният елемент. След като отразеният лъч се отклони на 150 - 200 mm от първоначалното си положение чрез автотрансформатора напрежението се намалява наполовина. Изчаква се известно време, докато престане да се изменя съпротивлението и положението на отразения лъч. Отчита се стойността на съпротивлението R_2 на намотката от тънък меден проводник и положението n_2 на светлинния белег. Пресмята се ъгълът γ и се определя температурният коефициент на линейно удължение α .

Относителната грешка се пресмята по формулата

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = \pm \left[\frac{\Delta d}{d} + \frac{\Delta \gamma}{\gamma} + \frac{\Delta l}{l} + \frac{\Delta (\Delta R)}{\Delta R} \right],$$

като грешките на измерваните величини се преценяват от класа на точност на използваните прибори.

4. Електричество

4.1. Определяне на относителната диелектрична проникваемост на твърдо тяло по резонансен метод

Кратко теоретично въведение

Диелектриците са вещества, в които няма свободни електрични заряди. Обикновено молекулите на тези вещества представляват диполи. Поставянето на диелектрик във външно електрично поле води до поляризация на диелектрика, която се изразява в еднакво подреждане на диполите му. Като резултат от това подреждане, в диелектрика се създава електрично поле, което е насочено противоположно на външното. Следователно влиянието на външното поле в диелектрика отслабва в зависимост от свойствата на диелектрика.

Една от основните величини, определящи свойствата на диелектрика е относителната (релативна) диелектрична проникваемост - ϵ_r . Тя показва колко пъти силата на взаимодействие между два електрични заряда, намиращи се в диелектрика, е по-малка от силата на взаимодействие между същите заряди във вакуум.

В системата SI се дефинира величината "абсолютна диелектрична проникваемост" ϵ като произведение от "електричната константа" ϵ_0 и "относителната диелектрична проникваемост" ϵ_r :

$$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$$

Тъй като за вакуум $\epsilon_r = 1$, от горната зависимост се получава $\epsilon = \epsilon_0$, поради което много често ϵ_0 се нарича диелектрична проникваемост на вакуума. Електричната константа ϵ_0 има стойност $8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m.

Капацитетът на плосък кондензатор зависи от диелектричната проникваемост на диелектрика, разположен между плочите му, поради което измерването на капацитета може да послужи за определяне на диелектричната проникваемост.

Както е известно, капацитетът на такъв кондензатор, когато между плочите му е поставен диелектрик с относителна проникваемост ϵ_r , се определя от зависимостта

$$(1) \quad C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S}{d}$$

В тази зависимост S представлява големината на припокриващата се площ на плочите, а d - разстоянието между тях, което е равно на дебелината на диелектрика.

Същият кондензатор може да запази стойността на капацитета си, ако диелектрият с диелектрична проникваемост ϵ_r се замени с въздух, за който ϵ_r има стойност близка до 1, а разстоянието между плочите му се намали до подходяща стойност d'

$$(2) \quad C = \frac{\epsilon_0 S}{d'}$$

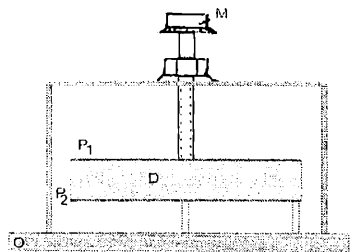
От сравняването на (1) и (2) се вижда, че относителната диелектрична проник-

цаемост на диелектрика ще се изрази чрез

$$(3) \quad \epsilon_r = \frac{d}{d'}$$

Преценка за еднаквостта на капацитета на кондензатора в двата случая може с много голяма точност да се получи по резонансен метод.

Опитна постановка



Фиг. 1

Постановката се състои от две метални плочи P_1 и P_2 , образуващи кондензатор, монтирани на основа O . Долната плоча на кондензатора P_1 е неподвижна и изолирана от основата. Горната плоча P_2 е свързана с микровинт M , чрез който може да се движи спрямо долната. Между двете плочи може да се постави твърд диелектрик - D .

Измерваният кондензатор се свързва успоредно към бобина с индуктивност L , като образуват трептящ кръг (фиг.2). Към този кръг се прилага променливо напрежение от звуковия генератор G . За да се намали влиянието на генератора върху трептящия кръг, последователно във веригата е включен кондензатор с малък капацитет C_1 . По същите съображения волтметърът V , с който се измерва напрежението върху трептящия кръг трябва да има извънредно голямо вътрешно съпротивление.

Задачи и начин на изпълнение

1. Да се определи ϵ_r за два диелектрика. Да се направи преценка от кои фактори зависи точността на измерването.

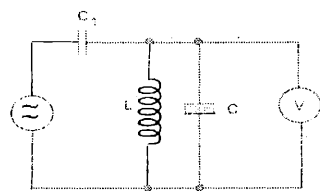
Първото измерване се извършва като при поставен между плочите диелектрик D се изменя честотата на генератора до постигане на резонанс, т.е. честотата на генератора съвпада със собствената честота на кръга ν_0 , която е равна на

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

Постигането на резонанс се установява по максималното показание на волтметъра. Без да се променя честотата на генератора, се извършва второто измерване, като се изважда диелектриктът от кондензатора и чрез микровинта се приближава горната плоча към долната, докато отново се достигне (същото) максимално показание на волтметъра.

От горната формула следва, че при постоянна индуктивност и честота, капацитетът на кондензатора има същата стойност, както в първия случай.

Дебелината на диелектрика d се измерва с микрометър на пет места преди поставянето му в кондензатора и се определя средната стойност, която се използва при изчислението.



Фиг.2

Разстоянието между плочите без диелектрика се определя по следния начин. След поставяне на диелектрика между плочите внимателно, чрез микровинта се придвижва горната плоча докато дойде до диелектрика, при което се отчита показанието на скалата на микровинта. След извършване на първото измерване се повдига малко плочата P_2 и се изважда диелектриктът. При извършване на второто измерване (постигане отново на резонанс) се отчита повторно показанието на микровинта. Разликата между двете показания на микровинта, изразена в mm се изважда от дебелината на диелектрика d , при което се получава разстоянието d' .

4.2. Измерване с волтметър и амперметър и промяна на обхвата им

Кратко теоретично въведение

Измерването големината на електричния ток се основава на явленията, свързани с протичането му през проводник (например: сила на взаимодействие между проводник с ток и постоянно магнитно поле, сила на взаимодействие между проводници през които протича ток, промяна на линейния размер на проводник или изменение температурата на проводник вследствие загряването му от протеклия ток и т.н.).

За измерване на напрежение може да се използва всеки уред предназначен за измерване големината на тока или уреди базиращи се на кулоновото взаимодействие.

Сравнително широко разпространение са получили уредите от магнитоелектричната система (взаимодействие на ток протичащ през проводникова рамка, намираща се в хомогенно магнитно поле). Принципно устройството на такъв уред е показано на фиг. 1.

Конструкцията осигурява постоянство на магнитния поток, обхванат от рамката ($B = \text{const}$), при всяко положение на рамката, в границите на нейното завъртане. При протичане на ток с големина I през намотката на рамката с площ S и брой на навивки m , се създава въртящ момент с големина

$$(1) \quad M = BS m I .$$

На този момент се противопоставя създаденият механичен момент, дължащ се на усукването на ъгъл α на еластични нишки (пружини).

$$(2) \quad M_1 = k_1 \alpha$$

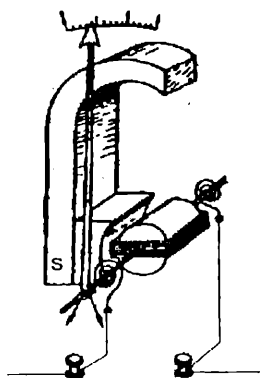
Завъртането на рамката и свързаната с нея стрелка продължава до изравняването на двата момента

$$BS m I = k_1 \alpha .$$

От тази зависимост се вижда, че съществува пропорционалност между ъгъла на завъртане на подвижната система α и големината на тока.

$$(3) \quad I = \left(\frac{k_1}{BS m} \right) \alpha .$$

Тъй като величините на израза в скобите са конструктивни константи, а ъгъла



Фиг. 1

на отклонение α може да се измерва чрез броя скални деления n

$$\alpha = k_2 n,$$

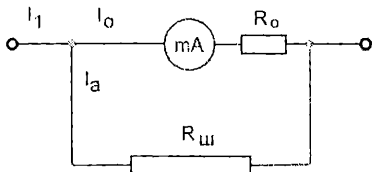
то за големината на тока I се получава

$$(4) \quad I = kn,$$

$$\text{където } k = k_2 \left(\frac{k_1}{BSm} \right).$$

Коефициента k се нарича константа на скалата, измерваща се с изменението на големината на тока, необходима за отместването на стрелката с едно скално деление.

Обхват на уреда се нарича големината на тока I_0 , предизвикваща отклонение на стрелката до крайното деление на скалата.



Фиг.2

Върху всеки измерителен уред се посочени следните данни: система на уреда, клас на точност, вид на измервания ток (постоянен или променлив), изпитателно напрежение, работно положение и т.н.

Всяка измерителна система с обхват I_0 може да измерва и токове с по-големи стойности I_1 . Това се постига с шунтово съпротивление $R_{ш}$ (фиг. 2).

Стойността на $R_{ш}$ лесно може да се пресметне, ако са известни R_0 - вътрешното съпротивление на уреда и p - кратността на увеличение на обхвата,

$$(5) \quad I_1 = p I_0,$$

като се използват законите на Кирхоф и Ом.

За разклонената верига (фиг. 2) общият ток

I_1 , който в случая определя новия обхват на уреда е равен на сумата от токовете в отделните клонове

$$(6) \quad I_1 = I_0 + I_а$$

Приравняването на (5) и (6) дава

$$(7) \quad (p - 1) I_0 = I_а$$

Тъй като R_0 и $R_{ш}$ са успоредно свързани резистори, то спадът на напрежение върху тях е един и същ

$$(8) \quad I_0 R_0 = I_а R_{ш}$$

От (7) и (8) за стойността на $R_{ш}$ се получава

$$(9) \quad R_{ш} = \frac{R_0}{p - 1}$$

Същият уред може да се употреби и като волтметър. Неговият обхват в този случай ще се определя от зависимостта

$$(10) \quad U_0 = I_0 R_0$$

От тази зависимост и (4) се вижда, че

$$U = k_3 I \text{ и } k_3 = k R_0$$

Константата k_3 се измерва с изменението на напрежението необходимо за отместването на стрелката с едно скално деление. Напрежението U_0 , при което стрелката се отклонява до крайното деление на скалата, се нарича обхват на уреда по напрежение.

Разширяването на обхвата до стойност U_1 се постига чрез използването на допълнително съпротивление R_d , включено последователно (фиг. 3).

Стойността на R_d лесно може да се пресметне, ако са известни R_0 - вътрешното съпротивление на уреда и p_1 - кратността на увеличение на обхвата,

$$(11) \quad U_1 = p_1 U_0$$

като се използва закона на Ом.

$$(12) \quad U_1 = I_0 R_0 + I_0 R_d$$

Приравняването на (11) и (12), като се вземе предвид (10), дава

$$(13) \quad R_d = p_1 R_0 - R_0$$

От (13) за R_d се получава

$$(14) \quad R_d = (p_1 - 1) R_0$$

Опитна постановка

Опитната постановка представлява пулт, на който са монтирани милиамперметър с изводи на подходящи букси за удобно включване на шунт или допълнително съпротивление, еталонни амперметър и волтметър, реостат и електрическа лампа с нажежаема нишка.

Задачи и начин на изпълнение

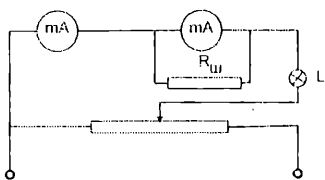
1. Да се пресметнат стойностите на два шунта посредством които уредът, със зададените параметри I_0 и R_0 може да се използва, като амперметър за два нови обхвата I_1 и I_2 .

2. Да се пресметнат стойностите на две допълнителни съпротивления, посредством които уреда, със зададените параметри U_0 и R_0 може да се използва, като волтметър за два нови обхвата U_1 и U_2 .

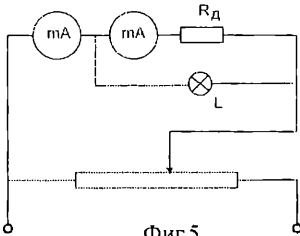
3. Да се свърже схемата показана на фиг. 4 и се получат корекции на уреда за двата нови токови обхвата. Получените резултати да се нанесат в таблица и да се построи графичната зависимост $I_1 = f(I_{\text{ет}})$ и $I_2 = f(I_{\text{ет}})$.

4. Да се свърже схемата показана на фиг. 5 и от измерените стойности на спада на напрежение върху лампата и тока през нея се пресметне съпротивлението и при различни стойности на тока.

Да се построи графичната зависимост $U = f(I)$ за лампата с нажежаема нишка.



Фиг.4



Фиг.5

4.3. Определяне на някои параметри на сегнетоелектрик

Кратко теоретично въведение

Диелектриците са вещества, в които при нормални условия няма свободни електрични заряди. В диелектриците съществуват положителни и отрицателни електрични заряди. Два свързани противоположни по знак заряда с големина Q , отстоящи на разстояние d един от друг, образуват електричен дипол. Векторът \vec{p} , определен по големина от равенството $|\vec{p}| = Q|\vec{d}|$ и насочен от отрицателния към положителния заряд, се нарича електричен момент на дипола.

Поставянето на един диелектрик в електрично поле предизвиква възникване на диполи, ориентирани по полето или ориентирани на съществуващите електрични диполи по посока на полето. Във всеки елемент от обема V на материала възниква резултантен електричен диполен момент. Това явление се нарича поляризация на диелектрика. Степента на поляризация се определя от вектора на електрична поляризация \vec{P}

$$(1) \quad \vec{P} = \lim_{V \rightarrow \infty} \frac{\sum \vec{p}_i}{V}$$

За един поляризиран диелектрик, състоящ се от N на брой молекули в 1 кубичен метър може да се запише

$$\vec{P} = N\vec{p}_m$$

където \vec{p}_m е средният диполен момент на една молекула.

От микроскопична гледна точка, въз основа на теорията на електромагнетизма

$$(2) \quad \vec{P} = \epsilon_0 (\epsilon_r - 1) \vec{E},$$

ϵ_0 - електричната константа

ϵ_r - относителната електрична проницаемост на материала

\vec{E} - интензитет на електричното поле

Равенствата (1) и (2), свързващи макроскопичните диелектрични свойства, определени с ϵ_r и \vec{E} , с микростроежа и микропроцесите в диелектриците, се явяват основата на съвременната теория на диелектриците.

Електрична поляризация на диелектрика може да възникне както при поставянето му във външно електрично поле, така и в отсъствие на поле, т.е. да бъде спонтанна. Едно от условията да притежава спонтанна поляризация \vec{P}_s е диелектриците да има структура, в която разпределението на зарядите е полярно, т.е. независимо от външното поле центровете на положителните и отрицателните заряди не съвпадат. От 32 кристални класа само 10 имат такава структура.

Сегнетоелектриците са диелектрици, които в определена температурна област притежават спонтанна поляризация, посоката на която се изменя от външното електрично поле. Сегнетоелектрици са: сегнетовата сол $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ (от нея са по-

лучили названието си този клас материали), бариев титанат BaTiO_3 и др. Температурата, над която сегнетоелектрика губи спонтанната си поляризация и се превръща в обикновен диелектрик, се нарича диелектрична точка на Кюри. Обикновено сегнетоелектриците имат една точка на Кюри. Изключение е сегнетовата сол - с две точки на Кюри при -18°C и $+24^\circ\text{C}$. Относителната електрична проникваемост ϵ_r на сегнетоелектриците достига много големи стойности - няколко хиляди и е функция на интензитета на електричното поле и температурата. Електричната поляризация на сегнетоелектриците зависи нелинейно от интензитета на външното електрично поле E .

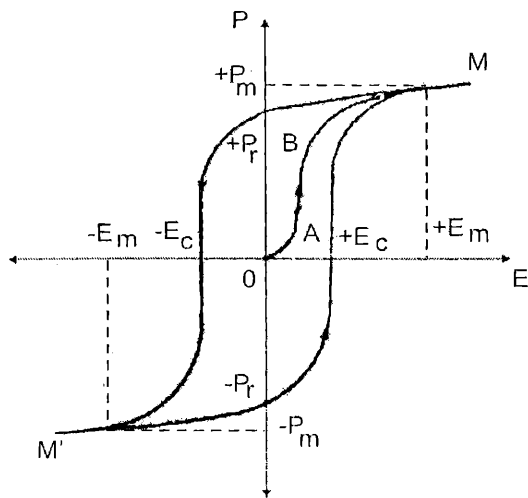
Свойствата на сегнетоелектриците се определят от тяхната структура. В сегнетоелектрика в отсъствие на външно електрично поле съществуват област със спонтанна поляризация, наречени домени, в границите на които поляризацията е с определена посока. Сумарната поляризация на сегнетоелектричния кристал е векторна сума от поляризацията на отделните домени. Тъй като те са разположени хаотично, кристалът като цяло е електрически неутрален.

Поставянето на сегнетоелектрика във външно електрично поле предизвиква ориентация на домовете по посока на полето и поляризацията му се определя от преориентацията на вектора на спонтанна поляризация P_s , под действие на приложеното поле. Ако се приложи постоянно електрично поле с достатъчно голям интензитет \vec{E} , то всички вектори \vec{P}_s на домовете ще се разположат по посока на полето и целият кристал ще представлява един домен. При смяна на посоката на полето и домовете се завъртат до пълното им преориентиране по посока на полето.

Ако електричното поле е променливо, зависимостта на P от E проявява електричен хистерезис, подобно на магнитния хистерезис $B(H)$ при магнитните материали. От тук произхожда и другото наименование на сегнетоелектриците - фероелектрици. Наличието на хистерезисен цикъл $P=f(E)$ е обезателно условие за съществуването на сегнетоелектрични свойства. От площта на хистерезисния цикъл може да се съди за диелектричните загуби в сегнетоелектрика, определени от енергията, изразходвана за преориентиране на домовете. Колкото по-малки са загубите, толкова по-тесен е хистерезисният цикъл.

На фиг.1 е показана типична хистерезисна крива $P=f(E)$. Първоначалното изменение на P при постепенно нарастващ интензитет на полето E се описва с кривата ОАВМ. При малък интензитет на полето електричната поляризация нараства линейно с нарастването на E . При по-голям интензитет започва движение и изчезване на междудоменните стени и преориентация на електричните диполи, поради което поляризацията рязко нараства. При достатъчно голям интензитет E_m кристалът се превръща в монодомен и поляризацията достига насищане P_m .

При периодично променливо електрично поле, изменящо се например по синусов закон, след намаляване на интензитета E до 0, поляризираното състояние на сегнетоелектрика не се унищожавя, а запазва една остатъчна стойност, наречена реманентна поляризация P_r . Тя може да бъде анулирана при прилагане на поле с обратна посока и интензитет E_c , наречено коерцитивно. По-нататъшното увеличе-



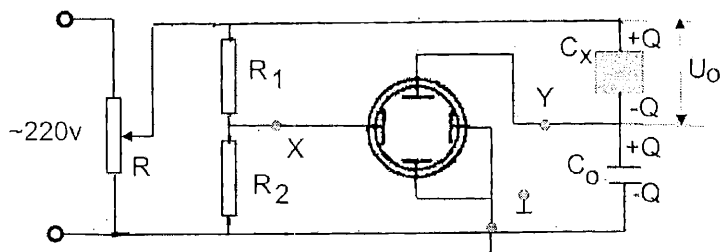
Фиг. 1

ние интензитета на полето до $-E_m$ води до нарастване на поляризацията и пълното преориентиране на електричните диполи до превръщане на кристала в монодомен, имащ поляризация с обратен знак $-P_m$. Ако полето отново намалее до 0, материалът остава поляризиран с обратен знак $-P_r$. Това състояние се анулира от поле с коерцитивен интензитет E_c . По-нататъшното увеличаване на интензитета до E_m затваря основния хистерезисен цикъл на сегнетоелектрика.

Опитна постановка

Сегнетоелектриктът, чиято хистерезисна крива ще се наблюдава се поставя между плочите на кондензатор с капацитет C_x , който се свързва в схемата, показана на фиг. 2.

дензатор с капацитет C_x , който се свързва в схемата, показана на фиг. 2.



Фиг. 2

На входа на схемата е включен потенциометър R , позволяващ изменение на променливото напрежение U , подавано към резисторите R_1 и R_2 и кондензаторите с капацитети C_x и C_0 .

Сигналът по оста X на осцилоскопа е пропорционален на напрежението U_x , подавано към изследвания образец, което определя интензитета E на приложеното поле. По оста Y на осцилоскопа се подава напрежение U_0 , което е пропорционално на поляризацията P на изследвания кристал. Така върху екрана на осцилоскопа се описват хистерезисните цикли на поляризация $P(E)$ на изследвания сегнетоелектрик.

Задачи и начин на изпълнение

1. Наблюдаване и изчертаване на хистерезисната крива от екрана на осцилоскопа. Измерване на U_m и U_{0m} .

2. Изчисляване на E_m и P_m и определяне от хистерезисната крива на E_c и P_r .

3. Изчисляване на капацитета C_x и ϵ_r на сегнетоелектрика.

Върху екрана на осцилоскопа трябва да се получи подходяща по форма и размери хистерезисна крива, поместваща се в рамките на мрежата. Осцилоскопът се настройва в съответствие с препоръките, дадени в "Приложение ПЗ Електронно - лъчев осцилоскоп". Посредством потенциометъра R на макета, както и чрез регулиране усилването на осцилоскопа, се получава образ на хистерезисна крива, която да бъде максимално разгъната в границите на координатната мрежа на екрана. До края на измерванията това положение на потенциометъра R не се променя.

Измерват се U_m и U_{0m} на същата хистерезисна крива. U_m - максималната стойност на напрежението приложено върху двата свързани кондензатора. U_{0m} - максималната стойност на напрежението върху кондензатора с познат капацитет C_0 . Измерването на U_m и U_{0m} се извършва така както е описано в упътването към осцилоскопа. Поради това, че U_m е от порядъка на 250V, което не може да бъде непосредствено измерено с осцилоскопа, се използва делител на напрежение, така че се измерва стойност $0,3 U_m$.

Интензитетът на приложеното върху сегнетоелектрика електрично поле ще бъде

$$(3) \quad E_m = \frac{U_x}{d} = \frac{U_m - U_{0m}}{d},$$

d - разстоянието между електродите нанесени върху сегнетоелектрика.

Поляризацията P_m на сегнетоелектрика числено е равна на повърхностния заряд Q на единица площ от кристала при електроди, перпендикулярни на вектора на поляризацията

$$(4) \quad P_m = \frac{Q}{S} = \frac{C_0 U_{0m}}{S},$$

S - площта на сегнетоелектрика.

Тъй като кондензаторите са с капацитет C_x и C_0 са свързани последователно, зарядът Q върху плочите им е еднакъв и може да се определи чрез C_0 и U_{0m} .

Стойностите на S , d и C_0 са означени върху макета. Относителната електрична проникваемост ϵ_r се определя от

$$(5) \quad C_x = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S}{d},$$

където $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ F/m

От друга страна,

$$(6) \quad C_x = \frac{Q}{U_m - U_{0m}} = \frac{C_0 U_{0m}}{U_m - U_{0m}}.$$

От (5) и (6) се получава

$$(7) \quad \epsilon_r = \frac{d}{\epsilon_0 S} \cdot \frac{C_0 U_{0m}}{U_m - U_{0m}}.$$

4.4. Измерване на основни величини при променлив ток

Кратко теоретично въведение

Верига в която напрежението и токът се изменят периодично с времето, се нарича променливотокова верига. Най- често срещаните се променливотокови вериги са тези, при които моментната стойност на напрежението и тока се изменя по синусов закон.

$$(1) \quad \begin{aligned} u &= U_m \cos(\omega t + \varphi_1) \\ i &= I_m \cos(\omega t + \varphi_2) \end{aligned}$$

U_m, I_m - максимална стойност на напрежението и тока

$(\omega t + \varphi)$ - фаза на изменението

ω - кръгова (циклична) честота ($\omega = 2\pi\nu$)

ν - линейна честота

φ_1, φ_2 - начална фаза на напрежението и тока

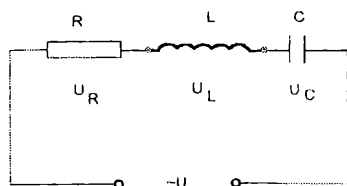
Към електрическата верига, съдържаща активно съпротивление R , индуктивност L и капацитет C (фиг. 1) е приложено променливо напрежение u (1)

$$u = U_m \cos \omega t$$

Анализът показва, че токът в разглежданата верига е простопериодична функция на времето

$$(2) \quad i = I_m \cos(\omega t - \varphi)$$

Токът се изменя със същата честота ω както и напрежението, но е фазово отместен спрямо напрежението и има амплитуда



Фиг. 1

$$(3) \quad I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}$$

Фазовото отместване на тока спрямо напрежението е на ъгъл φ , който зависи от честотата и параметрите на веригата

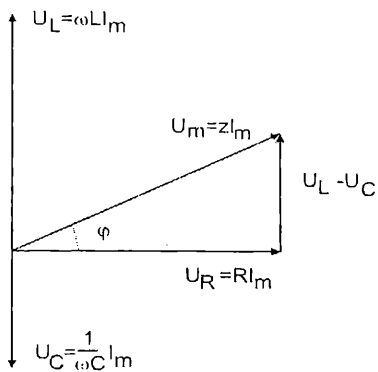
$$(4) \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}$$

Формулата (3) представлява закона на Ом за амплитудите на напрежението и тока, а изразът в знаменателя

$$(5) \quad Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}$$

се нарича пълно електрическо съпротивление или импеданс на веригата.

Напреженията в отделните елементи от електрическата верига, показана на



Фиг.2

фиг.1, както и техните фазови съотношения могат да се изобразят нагледно с векторната диаграма (фиг.2). Амплитудите на напреженията в отделните елементи на веригата U_R , U_L , U_C и U_m са големините на векторите, а фазовите разлики между тези напрежения и тока са ъглите, които сключват тези вектори с хоризонталната ос, наречена ос на токовете. От фигурата 2 се вижда, че от правоъгълния триъгълник, образуван от векторите U_R , U_m и разликата $U_L - U_C = \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) I_m$, лесно се получават (3) и (4).

Електрическата мощност, отделена в разглежданата променливотокова верига се дава от израза

$$(6) \quad P = \frac{I_m U_m}{2} \cos \varphi$$

или

$$(6') \quad P = \frac{R I_m^2}{2}$$

От последното уравнение се вижда, че същата мощност се получава и от постоянен ток с големина $I = \frac{I_m}{\sqrt{2}}$. За променливотокови вериги големината на този ток

$I = I_{\text{eff}}$ се нарича ефективна стойност на тока.

Аналогично величината

$$U_{\text{eff}} = U = \frac{U_m}{\sqrt{2}}$$

се нарича ефективна стойност на напрежението.

От заместването на ефективните стойности в уравнение (3) следва, че законът на Ом за амплитудните стойности е в сила и за ефективните стойности, т.е.

$$(7) \quad I = \frac{U}{Z}$$

Изразът за мощността (6), написан чрез ефективните стойности I_{eff} и U_{eff} добива вида

$$(8) \quad P = U I \cos \varphi$$

Мощността P се нарича действителна мощност, а $\cos \varphi$ - фактор на мощността.

Интерес представляват следните частни случаи:

а) електрическата верига се състои само от активно (омово) съпротивление R .

Тогава

$$i = \frac{U_m}{R} \cos \omega t$$

и амплитудата е $I_m = U_m/R$, фазовото отместване е $\varphi = 0$. Законът на Ом за ефективните стойности е

$$(9) \quad I = \frac{U}{R},$$

а действителната мощност е

$$(10) \quad P = UI$$

Тези изводи се получават от общите формули (3), (4) и (7), ако в тях се положи $L = 0$ и $C = \infty$

б) електрическата верига се състои само от индуктивност L , т.е. $R=0$ и $C = \infty$. От (3) и (4) следва, че

$$I_m = \frac{U_m}{\omega L} \text{ и } \operatorname{tg} \varphi = \infty, \text{ т.е. } \varphi = \frac{\pi}{2}.$$

Величината $X_L = \omega L$ се нарича реактивно индуктивно съпротивление или само индуктивно съпротивление. В постояннотокова верига ($\omega=0$) $X_L = 0$. Токът изостава по фаза от напрежението с $\pi/2$. Действителната мощност е $P=0$.

в) във веригата е включен само кондензатор с капацитет C , т.е. $R=0$ и $L=0$. От (3) и (4) следва, че

$$I_m = U_m \omega C \text{ и } \operatorname{tg} \varphi = -\infty, \text{ т.е. } \varphi = -\frac{\pi}{2}.$$

Величината $X_C = \frac{1}{\omega C}$ се нарича реактивно капацитивно съпротивление или капацитивно съпротивление. В постояннотокова верига $X_C = \infty$. В случая токът изпреварва по фаза напрежението с $\pi/2$. Действителната мощност е $P=0$.

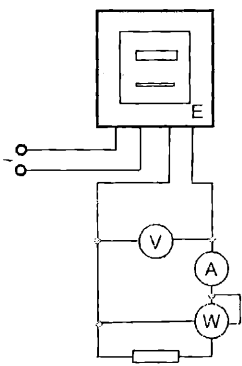
г) електрическата верига се състои от индуктивност L и капацитет C , а $R=0$. От (3) следва, че

$$I_m = \frac{U_m}{\left| \omega L - \frac{1}{\omega C} \right|}$$

Величината $X = \omega L - \frac{1}{\omega C}$ се нарича реактивно съпротивление. Съгласно (4) фазовата разлика е $\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$, в зависимост от това дали преобладава индуктивното или капацитивното съпротивление - фиг.2

Опитна постановка

Изследват се три типа променливотокови вериги, показани на фиг.3, фиг.4 и фиг.5, съдържащи съответно: само активно съпротивление R (котлон), активно и индуктивно съпротивление R и X_L и активно и капацитивно съпротивление R и X_C .



Фиг.3

За определяне големината на тока, напрежението, мощността и консумираната енергия се използват съответно: амперметър, волтметър, ватметър и електромер. Волтметърът и амперметърът измерват ефективните стойности на напрежението и тока. С електромерът се измерва консумираната активна енергия за определено време, като

$$(11) \quad E = Pt = UIt \cos \phi,$$

отчитана от показанията на броячния механизъм. Тъй като това са показания в kWh, а при нашите измервания изразходваната активна енергия е незначителна, то нейното определяне става чрез преброяване на оборотите на диска на електромера за дадения временен интервал $n=kE$, (k - константата на електромера, даваща броя обороти, съответстващи на 1 kWh). С ватметъра се измерва мощността P във веригата. Измерването с ватметър е значително по-точно отколкото с електромера.

Задачи и начини на изпълнение

1. Определяне на активното съпротивление и изчисляване на константата на електромера k.

За определяне на R се използва схемата показана на фиг.3. Измерва се времето t_1 , за което диска на електромера извършва $n_1=10$ оборота. Отчитат се стойностите на тока I_1 , напрежението U_1 и мощността P_1 и се изчислява R. Константата на електромера се определя по формулата

$$k = \frac{3,6 \cdot 10^6 n_1}{P_1 t_1} = \frac{3,6 \cdot 10^6 n_1}{U_1 I_1 t_1}$$

Мощността P_1 се отчита от ватметъра или се изчислява от (8), като се има предвид, че $\cos \phi = 1$. Изчислява се консумираната енергия E_1 ($E_1=n_1/k$).

Получената стойност се сравнява с $E_1 = P_1 t_1$.

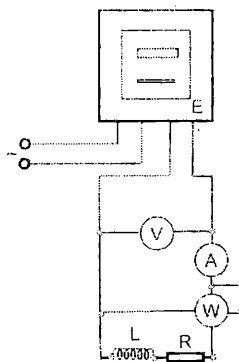
2. Определяне на индуктивното съпротивление и $\cos \phi$ за верига с R и X_L .

Свързва се схемата показана на фиг.4. Отчита се мощността P_2 от ватметъра, U_2 , I_2 и времето t_2 , за $n_2=5$ оборота на диска на електромера. Изчислява консумираната енергия $E_2 = n_2/k$. Получената стойност се сравнява с $E_2 = P_2 t_2$. Изчислява

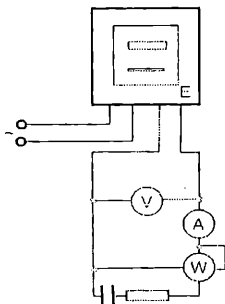
$$\cos \phi_2 = \frac{P_2}{U_2 I_2} = \frac{E_2}{U_2 I_2 t_2}$$

Импеданса Z_2 на веригата се определя по формула (7). Активното съпротивление във веригата R_2 може да се определи от векторната диаграма на фиг.6а.

се



Фиг. 4



Фиг. 5

$$R_2 = Z_2 \cos \varphi_2$$

Тъй като $X_L = \omega L$, то може да се определи индуктивността L

$$\omega = 2\pi\nu = 314 \text{ rad/s}$$

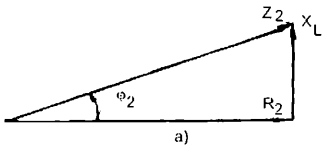
$$\nu = 50 \text{ Hz}$$

За целта се замества R_2 в

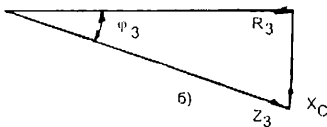
$$Z_2 = \sqrt{R_2^2 + (\omega L)^2}$$

3. Определяне на капацитивното съпротивление и $\cos \varphi$ за верига с R и X_C .

Свързва се схемата показана на фиг.5, в която индуктивното съпротивление се замества с капацитивно (включва се кондензатор с капацитет C). Отчита се времето t_3 за $n_3 = 2$ оборота, P_3 , U_3 и I_3 . Изчислява се консумираната енергия E_3 ($E_3 = n_3/k$). Получената стойност се сравнява със стойността, отчетена от ватметъра ($E_3 = P_3 \cdot t_3$). Пресмята се



$$\cos \varphi_3 = \frac{P_3}{U_3 I_3} = \frac{E_3}{U_3 I_3 t_3}$$



Фиг.6

Определя се Z_3 от формула (7). Активното съпротивление във веригата R_3 може да се определи от векторната диаграма на фиг.6б.

Съпротивлението R_3 е приблизително равно на R , тъй като допълнителните загуби в кондензатора са пренебрежимо малки.

Изчислява се капацитетът на кондензатора C от капацитивното съпротивление

$$X_C = \frac{1}{\omega C}$$

За целта се замества R_3 в

$$Z_3 = \sqrt{R_3^2 + \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2}$$

4.5. Определяне на температурния коефициент на електрическо съпротивление на метален и полупроводников резистор (термистор)

Кратко теоретично въведение

А. Зависимост на електрическото съпротивление от температурата на метален резистор

Проводниците, т.е. телата в които съществуват свободни електрически заряди, се характеризират с физичната величина електрическо съпротивление R , дефинирана със закона на Ом. За всеки проводник тази величина има стойност, която зависи от температурата му. За металните проводници съпротивлението нараства с повишаването на температурата по закона

$$(1) \quad R_t = R_0 (1 + \alpha_M t + \beta t^2)$$

R_0 - съпротивление при температура 0°C ; α_M и β - температурни коефициенти. Тъй като β е много по-малък от α_M , често пъти при практическите разглеждания β се пренебрегва и уравнението (1) добива вида

$$(2) \quad R_t = R_0 (1 + \alpha_M t)$$

Коефициентът α_M се нарича температурен коефициент на електрическо съпротивление. Той се дефинира, като промяната на единица съпротивление при изменение на температурата с 1°C . За металите този коефициент е положителен.

Ако при две различни температури t_1 и t_2 съпротивленията са R_1 и R_2 , то от уравнение (2) се получава

$$R_1 = R_0 (1 + \alpha_M t_1)$$

$$R_2 = R_0 (1 + \alpha_M t_2)$$

откъдето се получава

$$(3) \quad \alpha_M = \frac{R_2 - R_1}{R_1 t_2 - R_2 t_1}$$

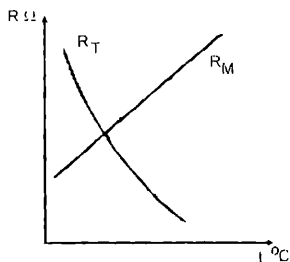
В. Зависимост на съпротивлението на термистор от температурата

Термисторът е полупроводников резистор с нелинейна волт-амперна характеристика. Стойността на електрическото му съпротивление обикновено рязко се изменя с нарастването на температурата. Термисторите в повечето случаи се изработват от полупроводникови окисни системи на базата Fe_3O_4 , TiO_2 , NiO и др, с добавка на Li_2O . За тях е характерна твърде голямата стойност на температурния коефициент на електрическото съпротивление (няколко десетки пъти по-голям от този при металите), който може да бъде както отрицателен, така и положителен (позистори). Поради това те намират приложение за датчици на температура, налягане, скорост на газове потоци и др.

За термисторите зависимостта на електрическото съпротивление от температурата се дава с формулата

$$(4) \quad R_T = A e^{\frac{B}{T}}$$

T - температура в K ; A и B - константи.



Фиг. 1

Константите А и В зависят от физико - химичните свойства на материала, като А зависи и от геометричните размери на термистора, а $B = \frac{\Delta E}{2k}$,

където ΔE е ширина на забранената зона при чисти полупроводници; k - константа на Болцман ($k=0.86 \cdot 10^{-4}$ eV/K).

Температурният ход на съпротивленията на метален резистор и термистор е показан на фиг. 1.

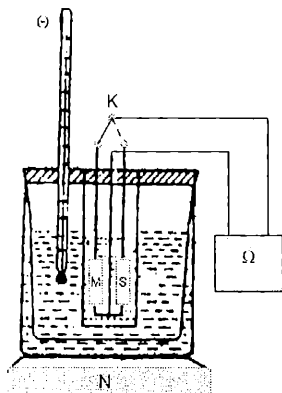
Температурният коефициент на електрическо съпротивление на термистор α_T се получава чрез диференциране по T на израза (4)

$$(5) \quad \alpha_T = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} = - \frac{B}{T^2}$$

От (5) се вижда, че стойността на α_T зависи от температурата. Поради това неговата стойност се дава за стайна температура ($T = 293$ K).

Опитна постановка

Опитното определяне на температурния коефициент на електрическото съпротивление на метален резистор и термистор става с постановка, състояща се от стъклен съд напълнен с вода, в който се поставя термометър за измерване на температурата. В съда е потопена епруветка с течен парафин, в която са поставени металният резистор М и термисторът S. За повишаване на температурата се използва електрически нагревател N (фиг.2).



Фиг. 2

Измерването на съпротивлението на металния резистора и термистора се извършва с уитстънов мост.

Уитстъновият мост е уред за измерване на електрическото съпротивление на резисторите. Той се състои от четири резистора R_x, R_1, R_2 и R_3 съединени така, че образуват електрическата верига представена на фиг.3. В точките А и В на тази верига се включва източник на постоянно напрежение, а в точките С и D - чувствителен галванометър G.

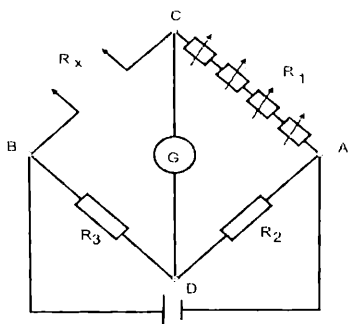
Стойностите на резисторите $R_1, R_2,$ и R_3 може да се подберат, така че потенциалите на точките С и D да са равни и през галванометъра G да не протича ток. При това условие като се приложат законите на Кирхоф се получава

$$(6) \quad \frac{R_x}{R_1} = \frac{R_3}{R_2}$$

Най-често R_3/R_2 се подбира с определена стойност, а съпротивлението R_1 е променливо (например система от последователни декадни съпротивления). Стойността R_1 се подбира, така че през галванометъра да не протича ток. В такъв случай

големината на съпротивлението R_x е

$$(7) \quad R_x = R_1 \frac{R_3}{R_2}$$



Фиг. 3

Задачи и начин на изпълнение

1. Да се определят температурните коефициенти на електричното съпротивление α_M и α_T .

Като се изменя температурата на водната баня, през всеки 5°C се определят съпротивленията на резисторите R_T и R_M . От тези данни нанесени в таблица 1 се построяват графичните зависимости $R_T=f(t)$ и $R_M=f(t)$.

За определяне на α_M се заместват стойностите на съпротивлението, измерени при две различни температури във формула 3.

За определяне на α_T , е необходимо да се определи най-напред константата B , тъй като тя участва във формулата (5). За целта се използва следната зависимост

$$(8) \quad B = \frac{\ln R_{T1} - \ln R_{T2}}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}} = \frac{\ln \frac{R_{T1}}{R_{T2}}}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}}$$

която се получава от (4) за две измерени стойности на съпротивлението на

$t^\circ\text{C}$	20	25	30	35	40	45	50	55	60
R_M									
R_T									
$T=273+t$ К									

Таблица 1

термистора R_{T1} и R_{T2} , при две различни температури T_1 и T_2 .

От връзката $B = \frac{\Delta E}{2k}$

може да се изчисли енергията на активация ΔE .

Относителната грешка за крайните резултати се пресмятат по формулите:

$$\frac{\Delta\alpha_M}{\alpha_M} = \pm \left(\frac{\Delta R_1 + \Delta R_2}{R_2 - R_1} + \frac{\Delta R_1 t_2 + \Delta t_2 R_1 + \Delta R_2 t_1 + \Delta t_1 R_2}{R_1 t_2 - R_2 t_1} \right)$$

$$\frac{\Delta\alpha_T}{\alpha_T} = \pm \frac{2\Delta T}{T}$$

4.6. Ефект на Пелтие

Кратко теоретично въведение

Връзката между топлинните и електричните процеси в металите и полупроводниците обуславя така наречените термоелектрични ефекти, един от които е ефекта на Пелтие. Ако във верига, състояща се от разнородни проводници I и II (фиг. 1) протича ток I, в местата на контактите A и B освен джауловата топлина $Q_J = I^2 R t$ (R



Фиг. 1

- електрично съпротивление на контакта, t - времето на протичане на тока) ще се отделя или поглъща, в зависимост от посоката на тока допълнителна топлина, предизвикваща в първия контакт нагриване, а във втория - охлаждане. Това явление е било открито от Ж. Пелтие и се нарича ефект на Пелтие, а допълнителната топлина, която се отделя или поглъща в контактите се нарича топлина на Пелтие -

Q_{II} . Както показва опитът, тя е пропорционална на преминалото през контакта количество електричество q или на силата на тока I и времето за протичането му t

$$(1) \quad Q_{II} = P q = P I t$$

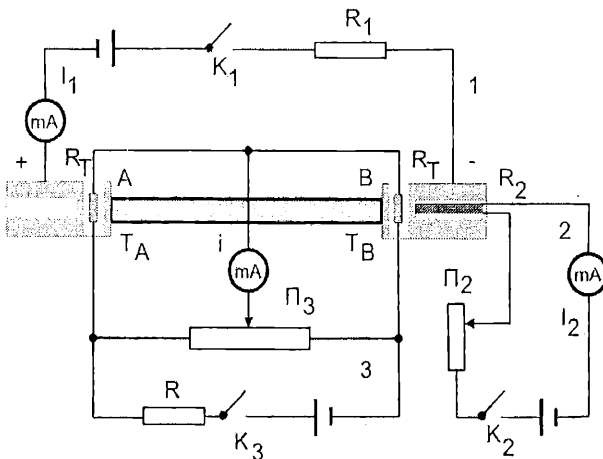
Коефициентът на пропорционалност P се нарича коефициент на Пелтие. Той зависи от природата на контактуващите проводници и от температурата. Мерната му единица е волт V.

Ефектът на Пелтие възниква вследствие на различните средни енергии на електроните на проводимост в разнородните материали, образуващи контакта. Ако токовете носители през контакта A попаднат в областта с по-малка енергия, те ще отдадат излишъка от енергията си на кристалната решетка, вследствие на което контактът A се нагрива. Обратно, на другия контакт B токовете носители, преминавайки през контакта, ще попаднат в област с по-голяма енергия и увеличаването на енергията им ще стане за сметка на енергията на кристалната решетка, т. е. контактът B се охлажда. Очевидно при промяна на посоката на тока, контактът, който се е нагривал, ще се охлажда и обратно.

Опитна постановка

Коефициентът на Пелтие P и топлината на Пелтие Q_{II} се определят сравнително просто чрез компенсация на температурната разлика в двата контакта, дължаща се на ефекта на Пелтие. Този метод за измерване е реализиран в опитна постановка, чиято схема е показана на фиг. 2.

В случая двата контактуващи проводника са мед I и константан II, свързани във верига 1. През тях от вградения токоизправител се пропуска постоянен ток I_1 , фиксиран от постоянно съпротивление R_1 . Посоката на тока е такава, че контактът A се нагрива, а контактът B се охлажда, т. е. $T_A > T_B$ (T_A и T_B - температури на контактите A и B). Температурната разлика $\Delta T = T_A - T_B$ се регистрира с мостова схема, в която са включени два еднакви термистора R_T , монтирани непосредствено до контакта. За по-добър топлинен контакт термисторите са потопени в глицерин. Компенсацията на температурната разлика между контактите A и B се осъществява с нагриване



Фиг. 2

вател, монтиран в контакта В. Токът през нагревателя се регулира с потенциометъра Π_2 .

Задачи и начин на изпълнение

Свързват се електрическа верига 1, като се спазва поляритета, показан на схемата и електрическа верига 2, без да се включват. С ключа K_3 се включва мостовата верига 3 и милиамперметърът mA регистрира ток, който бавно се изменя с течение на времето. Изчаква се известно време, докато токът през милиамперметъра се установи. Тогава с потенциометъра Π_3 моста се привежда в равновесие, т. е. токът през милиамперметъра става равен на нула. Това е изходното положение.

С ключа K_1 се включва верига 1. Вследствие на ефекта на Пелтие се появява температурна разлика между контактите А и В. Тя е пропорционална на тока, регистриран от милиамперметъра i

$$\Delta T = ki$$

k зависи от съпротивлението на мостовата схема и от чувствителността на термисторите.

Температурната разлика, а следователно и токът i нарастват до установяване на температурно равновесие между контактите и околната среда. Това добре може да се илюстрира, като през равни интервали от време се отчитат показанията на микроамперметъра и се строи графика на тока i като функция на времето $i = f(t)$. От графиката се вижда, че след известно време t , токът i става постоянен, т. е. настъпва топлинно равновесие между контактите и околната среда.

С ключа K_2 се включва веригата 2 и започва компенсация на температурната разлика. С потенциометъра Π_2 постепенно се увеличава тока I_2 през нагревателя (примерно през 10 mA) и стрелката на милиамперметъра започва да се движи наляво, т. е. температурната разлика намалява. На всяка стойност на тока I_2 през нагревателя съответствува някаква стойност на тока i , която се установява след известно

време. Подбира се такъв ток I_2 , при който стрелката на милиамперметъра се връща в изходно положение 0 и неподвижно застава там, т. е. температурите на двата контакта са равни. Тогава отделеното количество топлина за единица време в левия контакт е равно на отделеното количество топлина за единица време в десния контакт:

$$(2) \quad Q_J + Q_{II} = Q_J - Q_{II} + Q'_J$$

Q_J - джауловата топлина отделена в контакта; Q_{II} - топлината на Пелтие, Q'_J - отделеното количество топлина от нагревателя в десния контакт В.

$$(3) \quad Q'_J = I_2^2 R_2 t,$$

R_2 - съпротивление на нагревателя, I_2 - токът през него.

Като се имат предвид (2) и (3) за топлината на Пелтие се получава:

$$(4) \quad Q_n = \frac{R_2 I_2^2}{2}$$

От (1) и (2) за коефициента на Пелтие се получава:

$$(5) \quad P = \frac{R_2 I_2^2}{2 I_1}$$

Накрая се отчитат токовете I_1 с амперметъра А и I_2 с милиамперметъра mA. Едновременно се изключват веригите 1 и 2 и накрая се изключва мостовата схема 3. По формули (4) и (5) се пресмятат топлината и коефициентът на Пелтие.

Относителната грешка на коефициента на Пелтие се пресмята по формулата

$$(6) \quad \frac{\Delta P}{P} = \pm \left(\frac{\Delta I_1}{I_1} + \frac{2 \Delta I_2}{I_2} \right).$$

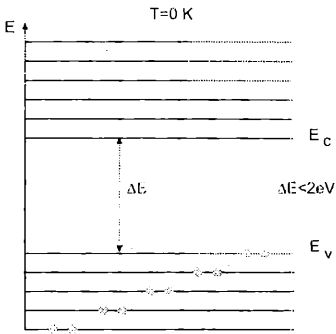
Грешката на съпротивлението R_2 се пренебрегва, защото то се измерва предварително с голяма точност.

4.7. Определяне ширината на забранената зона на полупроводник по температурния ход на електрическата проводимост

Кратко теоретично въведение

Специфичната електрична проводимост s на полупроводниците при стайна температура лежи в широкия интервал от $10^4 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$ до $10^{-7} \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$ и се изменя чувствително под действието на различни външни фактори: температура, облъчване с електромагнитни и ядрени лъчения, електрично и магнитно поле, примеси и др. Тези свойства на полупроводниците се обуславят от факта, че проводимостта при тях има индуциран характер и се обяснява от зонната теория.

В условията на силно взаимодействие между атомите в кристалната решетка, всяко енергетично ниво в изолирания атом се разцепва на дискретни енергетични нива, чийто брой е равен на броя на атомите изграждащи кристалната решетка на тялото. Съвкупността от тези нива образува енергетичната зона.



Фиг. 1

Енергетично разрешените зони са разделени една от друга от интервали, в които според квантовата теория не може да има електрони. Тези интервали се наричат забранени зони.

Ширината на разрешените и забранените енергетични зони не зависи от размера на кристала и броя на атомите в тялото. Тя се определя от разстоянието между атомите и характера на взаимодействие между тях, т. е. от типа на кристалната решетка.

Колкото по-високо е нивото от което е произлязла зоната, толкова тя е по-широка и толкова по-тясна е забранената зона. Зоната произлязла от нивата,

на които са се намирали валентните електрони в изолирания атом се нарича валентна зона. При температура абсолютна нула тази зона при безпримесните и идеалните полупроводници е изцяло запълнена с електрони.

Следващата разрешена зона, която при абсолютна нула не е заета от електрони се нарича свободна зона или проводима зона.

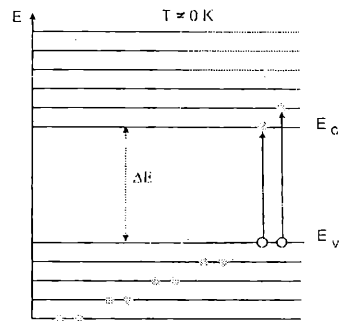
Най-високото енергетично ниво на валентната зона E_v се нарича горна граница на валентната зона, а най-ниското ниво на проводимата зона E_c - долна граница на проводимата зона (фиг. 1).

Зоната на проводимост е отделена от валентната зона със забранена зона ΔE . За типичните полупроводници ширината на забранената зона е до 2 eV. Има полупроводникови вещества, на които ширината на забранената зона е в границите от 2 eV до 4 eV. Те се наричат нетипични полупроводници или диелектрици с полупроводникови свойства.

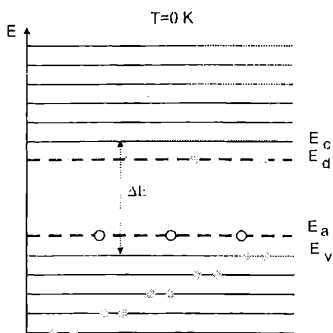
Характерните свойства на полупроводниците се проявяват при повишаване на температурата, когато в резултат на топлинно възбуждане електроните могат да преминат от валентната в проводимата зона. В резултат на това преминаване наречено преход зона - зона в проводимата зона се появяват свободни електрони n_0 - носители, а във валентната - свободни p_0 - носители (дупки). Това са освободените от електроните места, които по своето външно проявление се отнасят като положителен заряд с големина равен на този на електрона (фиг. 2).

Общата електрична проводимост на полупроводника при достатъчно високи температури се обуславя от движението както на свободните електрони в проводимата зона, така и на дупки във валентната зона. Тази проводимост се нарича собствена, а полупроводникът - собствен.

Свободни носители на заряд от двата типа могат да бъдат създадени в полуп-



Фиг. 2



Фиг. 3

проводниците и чрез внасяне на някои примеси в тях. В този случай проводимостта се нарича примесна, а самите полупроводници - примесни. От гледна точка на зонната теория, наличието на примеси води до появяване на разрешени енергетични нива в забранената зона, едни от които са разположени близо до долната граница на проводимата зона E_d - донорни нива, други до горната граница на валентната зона E_a - акцепторни нива (фиг. 3).

Енергията, необходима за преминаване на електрони от донорните примесни нива в проводимата зона ΔE_d или от валентната зона на акцепторните нива ΔE_a се нарича енергия на йонизация или

активация на примесите. Енергията на йонизация на примесите е много по-малка от тази за предизвикване на генерация собствени носители.

Безпримесните полупроводници при не много високи температури притежават проводимост, обусловена от двата вида собствени носители на заряд - електрони и дупки. Специфичната електрична проводимост σ на такъв полупроводник представлява сумата от проводимостта σ_n , обусловена от свободните електрони с концентрация n_0 и подвижност μ_n , и проводимостта σ_p , обусловена от дупките с концентрация p_0 и подвижност μ_p .

$$\sigma_n = q n_0 \mu_n$$

$$\sigma_p = q p_0 \mu_p$$

Тъй като $n_0 = p_0 = n_i$ (n_i - собствена концентрация), то общата проводимост ще бъде

$$(1) \quad \sigma_i = \sigma_n + \sigma_p = q n_i (\mu_n + \mu_p)$$

При изменение на температурата изменението на проводимостта зависи както от изменението на концентрацията на токовите носители, така и от изменението на тяхната подвижност. С нарастване на температурата, поради експоненциалното нарастване на концентрацията на носители, проводимостта расте, а поради линейното намаляване на подвижността на носителите - проводимостта намалява.

Температурната зависимост на проводимостта при собствените полупроводници при относително високи температури се определя от експоненциалната зависимост на собствената концентрация

$$(2) \quad \sigma_i = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$$

T - абсолютна температура, $k = 0.86 \cdot 10^{-4}$ eV/K - константа на Болцман

Коефициента σ_0 характеризира полупроводника и слабо зависи от температурата. По отношение на експоненциалния член в (2) σ_0 в широк температурен интервал може да се счита постоянна величина.

Ако се логаритмува изразът (2) се получава функцията

$$\ln \sigma_i = f\left(\frac{1}{T}\right)$$

$$(3) \quad \ln \sigma_i = \ln \sigma_0 - \frac{\Delta E}{2k} \cdot \frac{1}{T}$$

Изразът (3) представлява уравнение на права с ъглов коефициент $\frac{\Delta E}{2k}$. Като се умножи и раздели второто събираемо на (3) с 10^3 (за удобство при графичното представяне), се получава

$$(4) \quad \ln \sigma_i = \ln \sigma_0 - \frac{\Delta E}{2k10^3} \cdot \frac{10^3}{T}$$

Ако по абсцисната ос се нанесе $10^3/T$, а по ординатната ос $\ln \sigma_i$ се получава права която отсича по ординатната ос отрез $\ln \sigma_0$ фиг. 5. От графиката на зависимостта

$\ln \sigma_i = f\left(\frac{1000}{T}\right)$ (фиг. 5) се определя ъгловият коефициент

$$(5) \quad \operatorname{tg} \alpha = - \frac{\Delta (\ln \sigma_i)}{\Delta \left(\frac{1000}{T}\right)}$$

Ширината на забранената зона ΔE се пресмята от израза

$$(6) \quad \Delta E = 2k10^3 \operatorname{tg} \alpha .$$

Опитна постановка

Опитната постановка за изследване на температурната зависимост на проводимостта на полупроводника е показана на фиг. 4. Полупроводниковия образец от Ge n-тип е потопен в епруветка с глицерин, поставена във водна баня, чиято температура се изменя с нагревател N. До образца е поставен термометър. Измерването на съпротивлението на образца при различни температури се извършва с уитстънов мост.

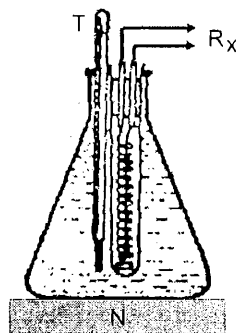
Задачи и начин на изпълнение

1. Получаване на зависимостта на $\sigma = f(t^{\circ}\text{C})$ ($R = f(t^{\circ}\text{C})$).

2. Изчисляване на ширината на забранената зона ΔE .

Измерва се съпротивлението на образца при началната температура. Повишава се температурата през 5°C от стайна до 70°C , като се отчита съпротивлението. Данните от измерването се нанасят в таблица 1.

Поради това, че размерите на полупроводниковия образец саподходящо подбрани: $l = 1.10^{-2} \text{ m}; S = 1.10^{-5} \text{ m}^2 \Rightarrow \frac{l}{S} = 10^3$ и тъй като $\sigma = \frac{1}{\rho} = \frac{l}{SR}$, проводимостта се



Фиг.4

n	f °C	T K	10 ³ /T	R Ω	σ=1/SR	σ Ω ⁻¹ m ⁻¹	lgσ	lnσ
1								
2								
3								
·								
·								
·								
n								

Таблица 1

изчислява по формулата

(7)

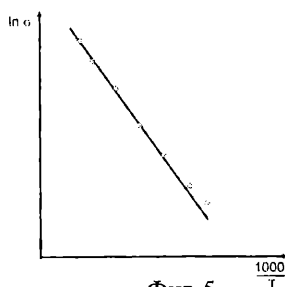
$$\sigma = \frac{1000}{R}$$

От графичната зависимост $\ln \sigma_i = f\left(\frac{1000}{T}\right)$ и (5)

се изчислява ъгловият коефициент $\operatorname{tg} \alpha$

$$\operatorname{tg} \alpha = - \frac{\ln \sigma_{i2} - \ln \sigma_{i1}}{\frac{1000}{T_2} - \frac{1000}{T_1}}$$

От (6) се пресмята ширината на забранената зона ΔE .



Фиг. 5

4.8. Характеристики на слънчеви батерии

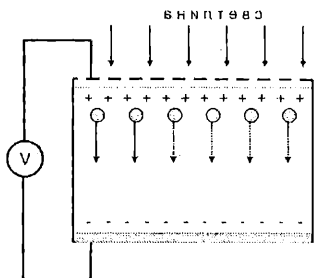
Кратко теоретично въведение

В съвременната техника широко приложение намират източниците на фотоелектродвижещо напрежение (ФЕДН), възникващо в полупроводници и структури на тяхната база при поглъщане на електромагнитно излъчване.

ФЕДН в полупроводниците се дължи на разделянето на генерираните от излъчването токови носители.

При неравномерното осветяване на еднороден полупроводник в обема му се създава градиент на поглънатото електромагнитно лъчение. Поради това в него се генерират различно количество носители - електрони и дупки. Концентрацията на тези неравновесни носители е по-голяма в областите, където осветеността е по-голяма, и по-малка при по-малка осветеност. Вследствие на това започва дифузия на токови носители от по-силно осветените области към по-слабо осветените. Поради по-голямата подвижност на електроните в обема на полупроводника възниква преразпределение на зарядите - в по-тъмните области се натрупва отрицателен заряд, а в осветената - положителен (фиг. 1).

Така възникналото ФЕДН се нарича дифузионно. То е твърде малко и няма практическо приложение.



Фиг. 1

При нееднородни по химически състав или неравномерно легирани с примеси полупроводници, при контакт метал - полупроводник и p-n преход, осветени равномерно възниква бариерен (вентилен) фотоэффект.

В силициев монокристал посредством дотиране с три и пет валентни примесни атоми се формира p-n преход. На границата между двете области с различна проводимост поради дифузия на основните носители (дифузионен ток) и рекомбинация възниква двоен електрически слой. Той е образуван от

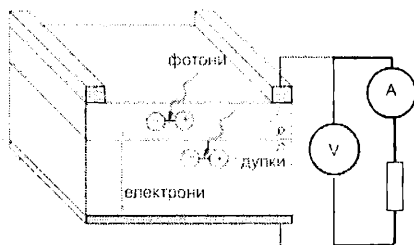
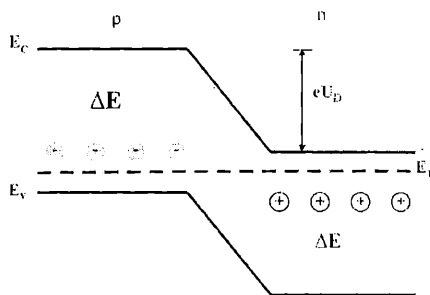
отрицателните йони на акцепторните примеси и положителните йони на донорните примеси, които не са компенсирани. Така създаденото електрично поле в слоя противодейства на дифузията на основни токови носители.

Създадената контактна потенциална разлика нараства до настъпване на равновесие, т.е. изравняване нивата на Ферми на двете области, както се вижда от показаната на - фиг. 2 енергетична диаграма, съответстваща на описания случай.

В равновесното състояние дифузионния ток протичащ през прехода е нула. Възникналата контактна потенциална разлика (дифузен потенциал) зависи от концентрацията на примесите, вида на полупроводниковия материал и температурата. При нормална температура за Si той е от порядъка на 0.5 - 0.75 V, като с повишаване на температурата стойността му намалява.

При равномерно осветяване на полупроводника от примесите се генерират токови носители, ако енергията на фотона е по-голяма от енергията на активация на примесите или - двойка електрон - дупка, ако енергията на фотона е по-голяма от ширината на забранената зона.

При наличие на p-n преход, под действие на електричното поле на създадения двоен слой, ще се извърши разпределение на генерираните неравновесни токови носители, които се намират на разстояние до p-n прехода по-малко от тяхната дифузионна дължина. Дупките ще се насочат към p областта, а електроните - към n областта. Вследствие на това p областта се зарежда положително, а n - отрицателно. Едновременно с това полето, създадено от разпределените заряди (обратно на дифузия потенциал), понижава потенциалната бариера на p-n прехода, т.е. създават



Фиг.2

се условия за по-нататъшно преминаване на основните токови носители (повишаване на дифузионния ток). Това явление е аналогично на наблюдаваното при прилагане на външно ЕДН в права посока на р-п прехода. Поради това ефекта се нарича вентилен фотоэффект.

При дадена осветленост се създава динамично равновесие, при което се установява определена потенциална разлика, която за външната верига представлява фотоелектродвижещо напрежение.

На фиг. 2 се вижда, че светлината въздейства главно на р слоя и р-п прехода. Възникналите в р слоя, под действие на светлината неосновни токови носители ще рекомбинират, което води до намаляване на създадения положителен заряд в р областта. Поради това р областта се прави достатъчно тънка, много по-малка от дифузионната дължина L_e на електроните.

Ако осветеният р-п преход се свърже в затворена електрическа верига, във външната част на веригата ще протече ток i с посока от р към п областта.

Върху товарното съпротивление R ще се създаде спад на напрежение U . Токът през източника (фотоелемента) е съставен от две компоненти с противоположни посоки: I_s - дифузионен ток, определящ се от контактната потенциална разлика на р-п прехода и I_f , определящ се от генерираните поради фотоэффект електрони и дупки.

$$(1) \quad i = I_s + I_f$$

където

$$(2) \quad I_s = e \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \left(\frac{n_0 D_e t}{L_e^2} + \frac{p_0 D_p}{L_p} \right)$$

и

$$(3) \quad I_f = eg$$

e - заряд на електрона, k - константа на Болцман, T - температура, t - дебелина на р слоя

n_0, p_0 - равновесна концентрация на собствените носители

L_e, L_p - дифузионни дължини на носителите

D_e, D_p - коефициенти на дифузия на носителите

g - броя на генерираните двойки токови носители от единица площ за единица време.

При късо съединение във външната верига ($R = 0, U = 0$) от (1), (2) и (3) следва, че токът ще бъде

$$(4) \quad i_{кк} = I_f = eg.$$

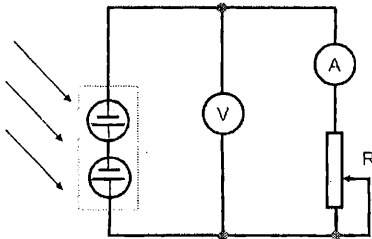
Както се вижда от (4), токът на късо съединение $i_{кк}$ е пропорционален на генерираните токови носители, т.е. на осветлеността на р-п прехода при постоянна температура.

При отворена външна верига ($R = \infty$) напрежението U нараства и се доближава до стойността на дифузия потенциал U_D . Измереното напрежение на изхода е стойността на ФЕДН. Това напрежение зависи от температурата, като ще намалява

с около 2.3 mV/K за Si при нейното повишаване.

Опитна постановка

Опитната постановка е показана на фиг. 3. Тя включва изследваната слънчева батерия, състояща се от свързани фотоелементи, монтирана върху оптична банка, източник на светлина, измерителни прибори и променливо товарно съпротивление.



Фиг.3

За светлинен източник се използва електрическа лампа с нажежаема нишка със спектрална характеристика близка до слънчевата светлина.

Задачи и начин на изпълнение

1. Да се построят две волтамперни характеристики на слънчевата батерия при две различни осветлености.

2. Да се определи токът на късо i_{kc} и напрежението на празен ход при тези осветлености.

3. Да се пресметне плътността на тока на късо j_{kc} .

При дадено разстояние между източника на светлина и слънчевата батерия (достатъчно голямо за да бъде сведено до минимум прякото загряване на кристалната структура от източника на светлина), т.е. при дадена осветленост се снемат данни за волтамперната характеристика по следния начин: променя се товарното съпротивление R_T от 0 до максималната стойност и се отчита големината на тока i_T . Пресмята се общото съпротивление на външната верига

$$R = R_1 + R_A$$

R_A - вътрешно съпротивление на амперметъра за всички стойности на R_T . С получената стойност за R и измерената стойност на тока i_T се изчислява напрежението на изхода на батерията, за всички стойности на R_T .

Променя се осветлеността, чрез промяна на разстоянието до източника на светлина и отново се снима волтамперната характеристика.

Получените данни се подреждат в таблица и се построява графиката на $i_T = f(U_T)$. От графиката се определят токът на късо съединение, при $R_T = 0$ и напрежението на празен ход при $R_T = \infty$.

Плътността на тока на късо j_{kc} се пресмята по формулата

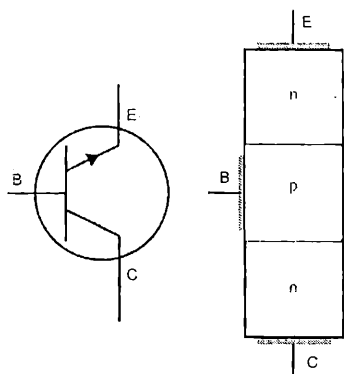
$$j_{kc} = \frac{i_{kc}}{S} \frac{A}{m^2},$$

където S е площта на фотоелемента

4.9. Определяне на статичните характеристики и параметри на биполярен транзистор

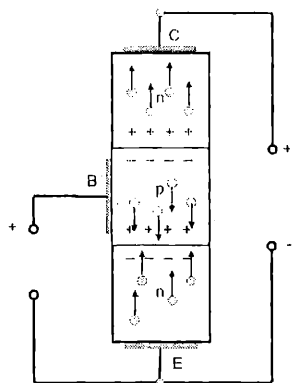
Кратко теоретично въведение

В кръга на приборите, служещи за преобразуване на електрични величини, важно място заемат транзисторите. Те представляват полупроводникови прибори, предназначени за усилване на мощност. Най-широко разпространение са получили транзисторите с два $p-n$ прехода или така наречените биполярни транзистори. Устройството на плоскостен биполярен транзистор



Фиг. 1

е показано на фиг. 1. Той представлява пластинка от полупроводников материал (силиций, германий и др.), в която са създадени по съответната технология три области с различна проводимост. Като пример е разгледан най-широко разпространения тип $n-p-n$ транзистор, в който средната област е с дупчеста проводимост, а двете крайни с електронна. Средната област се нарича база, едната от крайните - емитер, а другата колектор. Така в транзистора има два $p-n$ прехода, емитерен - между емитера и базата и колекторен - между базата и колектора. Важно условие за работата на транзистора е разстоянието между тях да бъде малко - от порядъка на няколко микрометра. Освен това концентрацията на токови носители в областта на базата е значително по-малка от тази в емитерната и колекторната област. Към всяка област има нанесени контакти, свързани със съответните области на биполярния транзистор.

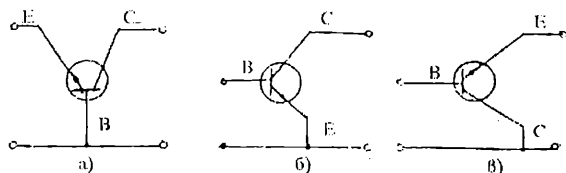


Фиг. 2

В практическите схеми на приложение на транзисторите се формират две вериги - входна или управляваща и изходна - управляема. При прилагането на напрежение към електродите на транзистора с показаната на фиг. 2 полярност физичните процеси в транзистора протичат по следния начин.

Нарастването на потенциалната разлика U_{EB} води до понижаване на потенциалната бариера в емитерния преход и съответно нарастване на тока I_E през този преход. Това от своя страна е свързано с инжекция на токови носители - електрони от емитерната област в базата, за която те са неосновни носители. В резултат на дифузия те достигат до колекторния $p-n$ преход, свързан в обратна посока. Създаденото там електрично поле способства преминаването на инжектираните електрони в колекторната област. Ако дебелината на базата е достатъчно малка и концентрацията на основните токови носители в нея - дупките, е също малка, електроните преминават през базата с много малки загуби поради рекомби-

нарастването на потенциалната разлика U_{EB} води до понижаване на потенциалната бариера в емитерния преход и съответно нарастване на тока I_E през този преход. Това от своя страна е свързано с инжекция на токови носители - електрони от емитерната област в базата, за която те са неосновни носители. В резултат на дифузия те достигат до колекторния $p-n$ преход, свързан в обратна посока. Създаденото там електрично поле способства преминаването на инжектираните електрони в колекторната област. Ако дебелината на базата е достатъчно малка и концентрацията на основните токови носители в нея - дупките, е също малка, електроните преминават през базата с много малки загуби поради рекомби-



Фиг. 3

кова по-голям ще бъде колекторния ток, т. е. съществува възможност за управляване на тока.

В електронните схеми са възможни три начина на свързване на биполярните транзистори в зависимост от това, кой от трите електрода е общ за изходната и входната вериги. Тези начини са показани на фиг. 3 (фиг. 3 а - обща база, фиг. 3 б - общ емитер и фиг. 3 в - общ колектор).

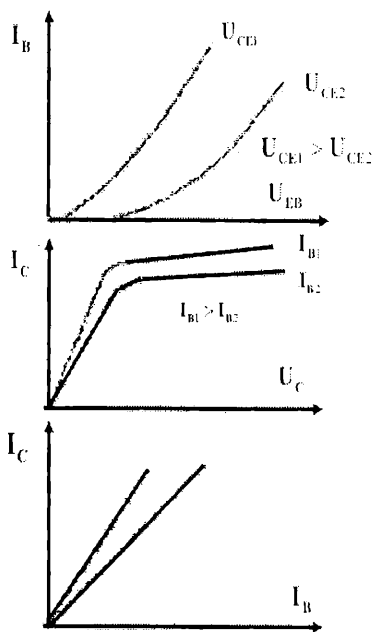
От трите основни схеми на свързване най-голямо приложение в практиката има схемата с общ емитер. Тя притежава голям коефициент на усилване по ток, напрежение и мощност. При схемата с обща база, коефициента на усилване по ток е винаги по-малък от единица, а коефициентът на усилване по напрежение и мощност - по-голям от единица. При нея максимално се използват честотните свойства на транзистора. При схема с общ колектор, коефициентът на усилване по напрежение е по-малък от единица, а по ток - по-голям. Схемата се характеризира с високо входно и ниско изходно съпротивление.

Зависимостите между токовете, напреженията или ток - напрежение при биполярните транзистори се определят от техните характеристики - статични и динамични. При схема общ емитер взаимно свързаните величини са базисния ток (I_B), напрежението емитер - база (U_{EB}), колекторният ток (I_C) и напрежението колектор - емитер (U_{CE}).

Статичните характеристики при тази схема на свързване са:

1. Входна характеристика, изразяваща функционалната зависимост $I_B = f(U_{EB})$, при $U_{CE} = \text{const}$.
2. Изходна характеристика, изразяваща функционалната зависимост $I_C = f(U_{CE})$, при $I_B = \text{const}$.
3. Характеристика на предаване по ток, изразяваща зависимостта $I_C = f(I_B)$, при $U_{CE} = \text{const}$.

Рекомбиниралите електрони формират базисния ток. Останалата част от електроните, преминали в колекторната област, формират колекторния ток. Колкото по-голям е броя на инжектираните от емитера електрони, толкова



Фиг. 4

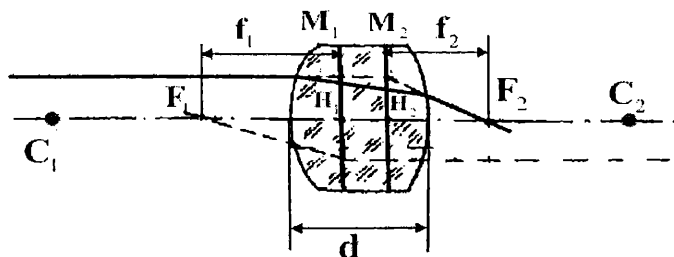
5. Оптика

5.1. Определяне на фокусното разстояние на лещи и системи от лещи

Кратко теоретично въведение

Леща се нарича прозрачно тяло, ограничено от две криви повърхнини, което има коефициент на пречупване, различен от този на околната среда. Когато двете повърхнини са сферични, лещата се нарича сферична фиг. 1.

Всяка центрирана оптична система (а лещата е най-простата такава система), се характеризира с главна оптична ос, главни равнини, точки и фокуси. Главната оптична ос е правата минаваща през центровете на сферичните повърхнини C_1 и C_2 , образуващи лещата. Успоредните на главната оптична ос лъчи, минаващи в близост



Фиг. 1

до нея, след пречупването си от лещата се пресичат в точка на оптичната ос, наречена фокус F . Равнината, прекарана перпендикулярно на оптичната ос през точката, получена от пресичането на продълженията на успоредния на главната оптична ос светлинен лъч и съответния пречупен от лещата се нарича главна равнина M . Пресечната точка на главна равнина с оптичната ос се нарича главна точка H . Разстоянието от главната точка H до фокуса F се нарича фокусно разстояние на лещата f фиг. 1.

Леща, на която предният фокус F_1 се намира в ляво на предната главна равнина M_1 , а задният фокус F_2 вдясно от задната главна равнина M_2 се нарича събирателна (положителна). Ако предният фокус F_1 се намира вдясно от предната главна равнина M_1 , а задният фокус F_2 е вляво от задната главна равнина M_2 , лещата се нарича разсейвателна.

Леща, чиято дебелина d е малка в сравнение с радиусите на сферичните повърхнини, които я образуват, се нарича тънка леща. За такава леща двете главни точки се сливат в една, наречена оптичен център на лещата. В този случай фокусното разстояние се дефинира, като разстояние от центъра на лещата до фокуса.

Фокусното разстояние на лещите зависи от коефициента на пречупване n на веществото им и от радиусите на кривината, R_1 на предната и R_2 на задната повърхност

$$(1) \quad \frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right).$$

Радиусите R_1 и R_2 участвуват в зависимостта (1) със знак плюс, когато се отчитат надясно от лещата (по посока на светлинните лъчи) и със знак минус в противен случай - фиг.1. Зависимостта (1) се отнася за леща, намираща се във въздух. При поставянето на лещата в друга среда с коефициент на пречупване n_1 , по-голям от този на въздуха, фокусното разстояние се изменя

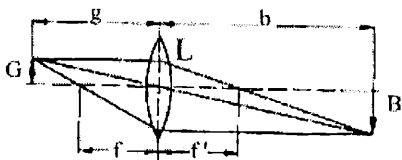
$$(2) \quad \frac{1}{f} = \left(\frac{n}{n_1} - 1 \right) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$$

Оптична система, образувана от две долепени лещи, с фокусни разстояния f_1 и f_2 , има фокусно разстояние f_{12} , което се определя от формулата

$$(3) \quad \frac{1}{f_{12}} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2}$$

В случай, че двете лещи се намират на малко разстояние S една от друга във въздух, фокусното разстояние на системата е

$$(4) \quad \frac{1}{f_{12}} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{S}{f_1 f_2}$$



Фиг. 2

Величината $D=1/f$ се нарича оптична или пречупваща сила на лещата. Единицата за оптична сила е диоптър (dpt). Оптичната сила на леща с фокусно разстояние 1 m е 1 dpt. За събирателните лещи D е положително, а за разсейвателните отрицателно.

За определяне на фокусното разстояние на тънки събирателни лещи съществуват различни методи, например:

1. Измерват се разстоянията g от лещата до предмета и b от лещата до образа (Фиг. 2) и се прилага основната формула за събирателни лещи

$$(5) \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{g} + \frac{1}{b}$$

или

$$(5') \quad f = \frac{g b}{g + b}$$

2. Измерва се големината на предмета G , големината на образа B и разстоянието g или b . Тъй като $\frac{B}{G} = \frac{b}{g}$, то

$$f = \frac{gB}{G+B} \quad \text{или} \quad f = \frac{bG}{G+B}$$

3. Върху екран се получава образът на предмет, намиращ се в безкрайност ($g = \infty$). Измерва се разстоянието b от лещата до екрана, като в случая $b = f$.

Фокусното разстояние на тънки разсейвателни лещи се определя по следните методи:

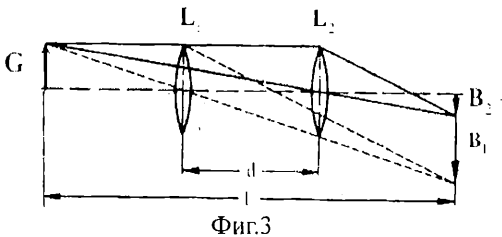
1. До разсейвателната леща с фокусно разстояние f_1 се долепя събирателна леща с познато фокусно разстояние f_2 . Системата е събирателна при условие, че f_2 е по-малко от f_1 . Измерва се фокусното разстояние f_{12} на системата по един от познатите методи и от (3) или (4) се определя f_1 .

2. Между разсейвателната леща и екрана се поставя събирателна леща с по-малко фокусно разстояние, така че върху екрана да се получи ясен образ. Измерва се разстоянието g от предмета до разсейвателната леща и разстоянието d между двете лещи. Отстранява се разсейвателната леща и предмета се мести към събирателната леща до тогава, докато върху екрана отново се получи ясен образ. Измерва се разстоянието g_1 от предмета до събирателната леща. Тогава

$$b = g_1 - d \quad \text{и} \quad f = \frac{gb}{g - b}.$$

При всички посочени по-горе методи g и b трябва да се измерват от оптичния център на лещата, т. е. те са подходящи само за тънки лещи. Дори и тогава може да се допусне неточност при определяне мястото на оптичния център.

За определяне фокусното разстояние на дебели събирателни лещи или системи от лещи се използва методът на Гаус - Бесел. Предимството му се състои в това, че резултатът не зависи от избора на точката от лещата, до която се отчитат разстоянията. Следователно той дава по-точни резултати и при тънките лещи.



Методът на Гаус - Бесел се състои в следното: предметът G и екранът върху който се получава образът B , се поставят на предварително фиксирано разстояние $l \geq 4f$ - фиг.3. В този случай съществуват две положения L_1 и L_2 на лещата, при които върху екрана се получава съответно ясен, увеличен B_1 или умален B_2 образ на предмета. Раз-

стоянията между тези две положения е означено с d . От закона за обратимост на лъчите следва, че $g_1 = b_2$ (разстоянието до предмета при положение L_1 е равно на разстоянието до образа при положение L_2) и $b_2 = g_1$. Съгласно (5')

$$f = \frac{g_1 b_1}{g_1 + b_1} \quad \text{или} \quad f = \frac{g_2 b_2}{g_2 + b_2}.$$

Изразяват се g_1 и $b_1 = g_2$ или (g_2 и $b_2 = g_1$) чрез l и d , като се има предвид, че $g_1 + b_1 = l$ и $g_1 - b_1 = d$ (фиг.3) и се заместват в горната формула. За фокусното разстояние се получава

$$(6) \quad f = \frac{l^2 - d^2}{4l}$$

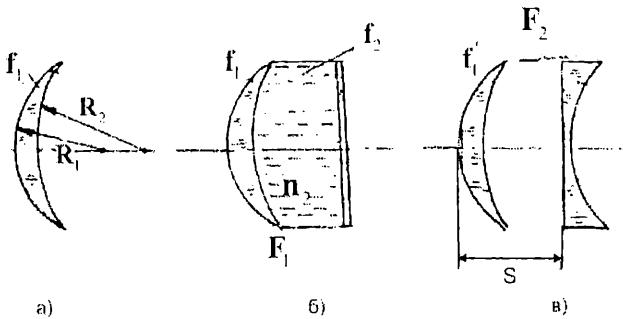
Тъй като d се явява разлика от две отсечки

$$d = g_2 - g_1 = b_1 - b_2,$$

стойността l не зависи от това, до коя точка от лещата се измерват g_1 и g_2 (или съответно b_1 и b_2).

Опитна постановка

Опитната постановка се състои от оптична релса, върху която са разположени: източник на светлина, с метална мрежа пред него; изследваната леща или система



Фиг. 3

от лещи и бял екран. По дължината на релсата е закрепена милиметрова скала.

Задачи и начин на изпълнение

1. По метода на Гаус - Бесел да се определи:

1. Фокусното разстояние f_1 на тънка вдлъбнато-изпъкнала леща (фиг.3а) с радиуси на кривината съответно: R_1 на предната повърхнина и R_2 на задната повърхнина.

2. Фокусното разстояние F_1 на система (фиг. 3б), съставена от същата стъклена леща и долепена до нея плоско - изпъкнала глицеринова леща.

3. Фокусното разстояние F_2 на система, съставена от първата леща и тънка разсейвателна леща, намираща се на разстояние S от нея (фиг. 3в).

При фиксирано положение на източника и екрана l се търси такова положение на лещата, при което върху екрана се получава ясен, увеличен образ на мрежата и се отчита разстоянието g_1 или b_2 . След това се търси второ положение на лещата, при което се получава ясен умален образ и се отчита g_2 или b_1 . Правят се няколко такива измервания и средната стойност на d_{cp} се замества в (6).

От получените резултати за f_1 , F_1 и F_2 могат да се изчислят:

- фокусното разстояние f_2 на глицеринова леща - от формула (3).
- фокусното разстояние f_3 на разсейвателната леща - от формула (4)
- радиусът на кривината R_2 на тънката вдлъбнато-изпъкнала леща. Тъй като дясната повърхност на глицериновата леща е плоска ($R=\infty$), то за нея (1) има вида

$$\frac{1}{f_2} = (n_2 - 1) \frac{1}{R_2} \quad \text{или} \quad R_2 = f_2 (n_2 - 1),$$

$n_2=1.47$ - коефициент на пречупване на глицерина.

d . радиусът на кривината R_1 на тънката вдлъбнато-изпъкнала леща.

От формула (1) за стъклената събирателна леща се получава

$$R_1 = \frac{f_1 R_2 (n_1 - 1)}{R_2 + f_1 (n_1 - 1)}$$

Показателят на пречупване на стъклото $n_1=1.52$.

Относителната грешка се пресмята по формулата

$$\frac{\Delta f}{f} = \pm \left(2l \frac{\Delta l}{l^2 - d_{cp}^2} + 2d_{cp} \frac{\Delta d_{cp}}{l^2 - d_{cp}^2} + \frac{\Delta l}{l} \right)$$

където $\Delta l=0.001$ m и $\Delta d_{cp} = \pm \sqrt{\frac{\sum \Delta d_i^2}{n(n-1)}}$.

5.2 Дифракция на светлината от процеп

Кратко теоретично въведение

Под дифракция на светлината се разбира отклонение на светлинните лъчи от тяхната първоначална посока на разпространение, което не е резултат от отражение, пречупване и разсейване.

При осветяване с успореден сноп светлина на тесен, съизмерим с дължината на вълната процеп в непрозрачна преграда, преминалият през него сноп е разходящ. Полученият върху екран разположен зад преградата образ ще има размер съществено по-голям от този на процепа. Отклонението на светлинните лъчи от първоначалната посока на разпространение не се дължи на взаимодействие с преградата, а е резултат на свойството им да дифрактират при рязко изменение на напречните размери на снопа.

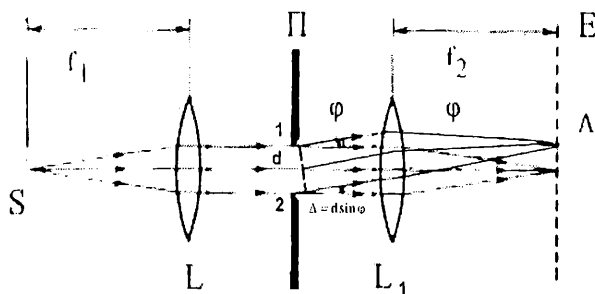
Обяснение на дифракцията на светлината се получава въз основа на принципа на Хюйгенс - Френел, който гласи: всички точки в пространството, до които достига фронта на светлинната вълна се превръщат във вторични източници на кохерентни сферични вълни. Новият фронт на вълната се получава вследствие интерференцията на вторичните сферични вълни и представлява тяхната обвивка.

Като се имат предвид амплитудите и фазите на вторичните вълни е възможно за всеки конкретен случай да се определи интензитета (амплитудата) на резултантната вълна, в коя и да е точка на пространството.

а). Дифракция на плоска монохроматична вълна от процеп (дифракция на Фраунхофер).

За наблюдаване на явлениято е необходима да се освети, с успореден сноп светлина (плоска вълна) процеп, с успоредни стени, с ширина съизмерима с дължината на вълната и дължина на процепа многократно по-голяма от ширината му.

От източник на светлина S (фиг. 1), поставен във фокуса на лещата L се получа-



Фиг. 1

ва успореден сноп светлина, който се насочва към процеп с ширина a . Съгласно принципа на Хюйгенс - Френел всички точки от процепа стават центрове на елементарни сферични, кохерентни вълни. Дифрактираният под ъгъл φ успореден сноп светлина се събира от лещата L_1 върху екрана E , поставен във фокалната и равнина.

При това в една и съща точка на екрана попадат лъчи от всички точки на процепа, изминаващи различни оптични пътища, при което ще интерферират. Точното описание на изменението на амплитудата на вълната в получената интерференчна картина в разглежданата, както и във всички останали точки може да се получи, като се използва интеграла на Кирхоф

$$(1) \quad A = \int dA = \int_s k(\varphi) \frac{e^{i\alpha_0}}{r} \cos(\omega t - kr + \alpha_0) ds$$

Резултатът от интерференцията на светлинните лъчи, дифрактирали под един и същ ъгъл може да се получи и чрез разделяне на снопа, между крайните лъчи (фиг.1) на зони на Френел. От теорията е известно, че разликата в оптичните пътища на лъчите от дадена зона е равна на половин дължина на вълната спрямо съответните лъчи от съседната зона, т.е. те са с противоположни фази, поради, което при интерференцията им те взаимно ще се гасят. От тук следва, че ако в дадена точка интерферират лъчите от четен брой зони на Френел, то в нея ще се наблюдава загасване на светлината (интерференчен минимум) и обратно - при нечетен брой зони на Френел, усилване - интерференчен максимум.

Условието за минимум и максимум изразено чрез разликите в оптичните пътища, на крайните лъчи е

$$(2) \quad \Delta = 2k \frac{\lambda}{2} \text{ за min}$$

$$k = 1, 2, 3, \dots,$$

тъй като снопа съдържа четен брой зони на Френел.

$$(3) \quad \Delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \text{ за max}$$

$$k = 1, 2, 3, \dots,$$

тъй като снопа съдържа нечетен брой зони.

Числото k се нарича порядък съответно на минимума или максимума.

Разликата в оптичните пътища зависи от ъгъла на дифракция на лъчите(Фиг.1)

$$(4) \quad \Delta = d \sin(\varphi)$$

От зависимостите (2), (3) и (4) условието за min и max добива вида

$$(5) \quad \Delta = 2k \frac{\lambda}{2} = d \sin(\varphi) \text{ за min,}$$

$$(6) \quad \Delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} = d \sin(\varphi) \text{ за max.}$$

При $k = \text{const}$ от (5) и (6) се вижда, че ъгълът на дифракция ще зависи от дължината на вълната, следователно ако светлината с която се осветява процепа е монохроматична ще се наблюдава подреждане на отделните цветове, които я съставят по дължини на вълните.

б). Дифракция на Фраунхофер при лазерно лъчение.

В този случай поради това, че лазерното лъчение представлява строго успореден светлинен сноп от монохроматична и кохерентна светлина, лещата L (фиг.1) е излишна.

При липса на леща L_1 върху екрана в т. А биха интерферирали лъчи, които са дифрактирали не под един и същ ъгъл (фиг.2).

Прилагането на косинусовата теорема за триъгълника ABD дава следната зависимост

$$(7) \quad (r + \Delta)^2 = r^2 + d^2 - 2rd \cos\left(\frac{\pi}{2} + \varphi\right)$$

Като се вземе под внимание, че $\Delta^2 \ll 2r\Delta$ за разликата в оптичните пътища между крайните лъчи се получава

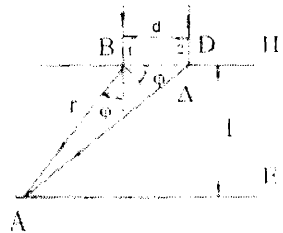
$$(8) \quad \Delta = d \sin \varphi + \frac{d^2}{2r}$$

Сравняването на (8) и (4) дава, че разликата в оптичните пътища между крайните лъчи на конвергентен и успореден сноп дифрактирала светлина ще се изразява по един и същи начин, ако вторият член във формула (8) е нула или пренебрежимо малък. Тъй като разстоянието l между процепа и екрана е винаги по-малко или равно на оптичния ход на лъчите r , то следва, че при безкрайно отдалечен от процепа екран това условие ще бъде изпълнено. Освен това, ако е изпълнено условието

$$\frac{d^2}{2l} \ll \frac{\lambda}{2}$$

се приема, че екранът се намира в далечната зона на дифракцирало лъчение, т.е. случаите от фиг. 1 и фиг. 2 могат да се анализират като идентични. С други думи, ако екранът E се намира в далечната зона, втората леща L_2 не е необходима. При размер на процепа $d = 5 \cdot 10^{-5} \text{ m}$ и дължина на светлинната вълна 500 nm , разстоянието между процепа и екрана от порядъка на 0.05 m удовлетворява това изискване.

Като се има предвид интеграла на Кирхоф (1) за амплитудите на вълната в отделните точки на интерференчната картина и факта, че интензитетите са пропорционални на квадратите на съответните амплитуди, за съотношението на интензи-



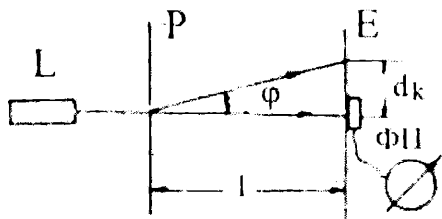
Фиг.2

тетите на максимумите от нулев и по-голям порядък се получава

$$(9) \quad I_0 : I_1 : I_2 : \dots = 1 : 0.045 : 0.016 : 0.008$$

Опитна постановка

Опитната постановка е показана схематично на фиг. 3. Тя се състои от: източник на монохроматична светлина L (лазер); екран с процеп P, разположен непосредствено пред лазера, перпендикулярно на лазерния лъч; екран E, разположен на разстояние l съответстващо на далечната зона и специален държател за фотоприемника ФП. Фотоприемникът може да се премества хоризонтално по релса в рамките на получената върху екрана интерференчна картина, като положението му



Фиг.3

се отчита по линейна скала. Големината на фототокут, зависещ от интензитета на попадналата върху ФП светлина се отчита в относителни единици с помощта на измерителен уред.

Задачи и начин на изпълнение

1. Да се провери отношението на интензитетите на максимумите от нулев и по-висок порядък (формула 9).

2. Да се изчисли ширината на процепа.

3. Да се провери вида на дифракцията, като се провери дали е изпълнено условието за фраунhoferова дифракция

$$\frac{d^2}{l\lambda} \ll 1$$

Включва се лазерът и на разстояние 0.1 - 0.15 m се поставя екрана с процепа P, като се следи лазерният лъч да попада перпендикулярно върху процепа. Върху екрана E, поставен на разстояние 0.5 - 0.8 m, от процепа се наблюдава получената интерференчна картина.

На мястото на екрана E се поставя държателя, така че фотоприемникът (ФП) да бъде на височина осигуряваща най-добро попадане на дифрактиралата светлина върху него. Чрез преместване на ФП по водещата релсата се измерват интензитетите на нулевият (централния) максимум и на максимумите от по-висок порядък. Големините на интензитетите се отчитат в скални деления по измерителния уред, свързан с ФП. Отношението на интензитетите се сравнява с това от формула (9), като се използва израза:

$$I_0 : I_1 : I_2 : I_3 : \dots = \frac{n_0}{n_0} : \frac{n_1}{n_0} : \frac{n_2}{n_0} : \frac{n_3}{n_0} : \dots$$

Като се използва формула (5) за ширината на процепа а се получава

$$(10) \quad a = \frac{k\lambda}{\sin\varphi}$$

От фиг. 3, като се има предвид, че ъглите на дифракция са малки се получава

$$\sin \varphi \sim \operatorname{tg} \varphi = \frac{d_k}{l}$$

d_k - разстояние от средата на централния максимум до съответния минимум.

Заместването на $\sin \varphi = \frac{k l \lambda}{d_k}$ в (10) дава

$$(11) \quad a = \frac{k l \lambda}{d_k}$$

Разстоянието между процепа и екрана се измерва с точност до 0.001 m, а разстоянието от средата на централния максимум до съответния минимум се определя по следния начин: премества се ФП наляво от централния максимум, до получаването на минимално отклонение на стрелката на измерителния уред. Отчита се положението m_1 на първия ($k = 1$) минимум отляво. Чрез преместване в дясно от централния максимум се определя по същия начин положението m_2 на симетричния минимум от първи порядък.

Разстояние от средата на централния максимум до съответния минимум се пресмята по

$$(12) \quad d_k = \frac{m_2 - m_1}{2}$$

За ширината на процепа се приема средната стойност от трите стойности изчислени съответно за измерените d_1 , d_2 и d_3 .

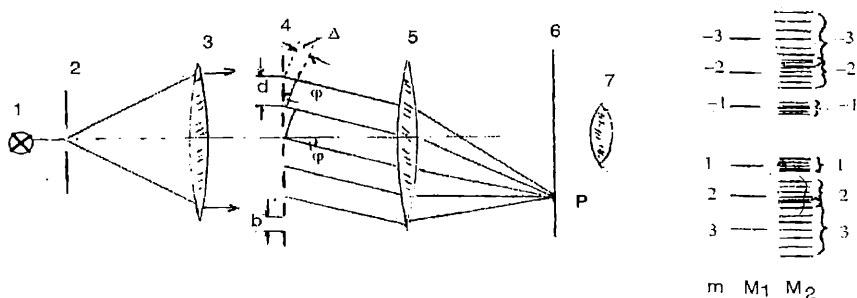
С изчислената стойност за d , измерената за l и дадената за дължината на вълната се пресмята условието за вида на дифракцията.

5.3. Определяне константата на дифракционна решетка. Спектрометър

Кратко теоретично въведение

Дифракционната решетка е оптичен прибор с периодична структура, състояща се от голям брой равномерно разположени елементи, при които при отражение и пропускане се наблюдава дифракция на светлината. Дифракционната решетка се изработва като върху плоска или вдлъбната (сферична) оптична повърхност със съответна технология (например делителна машина с диамантен резец) се нанасят успоредни, равноотстоящи щрихи с точно определен профил. Тези щрихи се намират на определено разстояние d един от друг, което се нарича период (константа) на дифракционната решетка. Ако щрихите се нанасят върху плоска повърхност, решетката се нарича плоска, ако се нанасят върху вдлъбната повърхност - решетката е вдлъбната. Освен това решетките са отражателни или прозрачни (пропускателни). При отражателните щрихите се нанасят върху метална огледална повърхност и наблюдението се извършва на отразена светлина. При прозрачните решетки щрихите се

нанасят върху прозрачни пластинки (стъклени или кварцови) като наблюдението се извършва на преминала светлина. Основното свойство на дифракционните решетки е способността им да разлагат падналото лъчение по компоненти с различни дължини на вълната. В това си качество те се използват като диспергиращи елементи в спектралните прибори. Освен това се използват и като датчици на линейни и ъглови премествания, като поляризатори и филтри в инфрачервената област и т.н. Дифракционните решетки, които се използват в различни области на спектъра се различават по размери, форма, материал на повърхността, профил на щрихите и честота на щрихите (от 6000 щрихи на mm в рентгеновата област до 0.25 щрихи на mm в инфрачервената област)



Фиг. 1

Най- просто и нагледно е действието на плоска прозрачна дифракционна решетка, състояща се от серия успоредни процепи с ширина b , разделени от непрозрачни ивици в условията на фраунхоферова дифракция. На фиг.1 е показана съответната оптична схема.

Монохроматична светлина от източник 1 осветява процепа 2, който се намира във фокалната плоскост на лещата 3. Всяка точка от процепа 2 представлява вторичен източник, който дава след лещата 3 успореден сноп лъчи. Върху дифракционната решетка 4 пада перпендикулярно успореден сноп лъчи. Тези лъчи дифрактират при преминаване през решетката като образуват вторични кохерентни лъчи под различни ъгли на дифракция j . Дифрактиралите лъчи се събират от обектива 5 на зрителна тръба, като в неговата фокална плоскост 6 се наблюдава дифракционната картина. Последната представлява изображение на процепа 2, получено като резултат от интерференцията на дифрактиралите лъчи от процепите на решетката. Това изображение се наблюдава с помощта на окуляра 7.

Разпределението на интензитета на дифракционната картина се получава като се отчете дифракцията на всеки отделен процеп, а също така и взаимната интерференция на вълните, идващи от всички процепи. С други думи, дифракционната решетка осъществява многолъчева интерференция на кохерентни снопове светлина, произхождащи от всички процепи на решетката. Анализът показва, че интензитетът в точка P (фиг.1) при ъгъл на дифракция ϕ е

$$(1) \quad I = a^2(\varphi) \frac{\sin^2 N \frac{\delta}{2}}{\sin^2 \frac{\delta}{2}}$$

където N е броя на процепите, а d - фазовата разлика между вълните съответстващи на два съседни процепа.

Множителят $a^2(\varphi)$ отчита дифракцията на вълната от един процеп, а отношението на синусите - многолъчевата интерференция на вълните, идващи от всички процепи.

Максимумът на интензитета, съгласно (1) се получава при $\delta = \pm 2m\pi$. Като се има предвид, че фазовата разлика е

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \varphi$$

където $\Delta = d \sin \varphi$ (фиг.1) е разликата в оптичните ходове на лъчите, идващи от два съседни процепа.

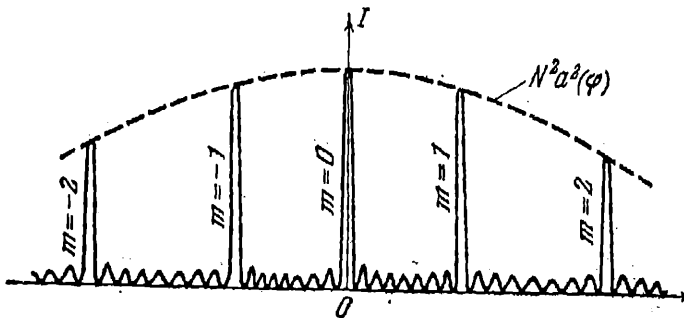
Следователно условието за максимум е

$$(2) \quad d \sin \varphi = \pm m \lambda$$

където $d = a + b$ е константата на решетката, а $m=0, 1, 2, \dots$ е порядъка на дифракционния максимум. Тези максимуми се наричат главни максимуми. От (1) лесно се вижда, че интензитетът на главните максимуми е пропорционален на квадрата на броя на процепите на решетката

$$(3) \quad I = N^2 a^2(\varphi)$$

$a^2(\varphi)$ е интензитет, създаван от един процеп в направление φ .



Фиг.2

На фиг.2 е показано разпределението на интензитета в спектъра на дифракционната решетка. То се характеризира с $(N - 1)$ вторични минимума и $(N - 2)$ вторични малки максимума между два съседни главни максимума. Минимумите съответствуват на онези направления, за които трептенията от отделните процепи взаимно

се гасят.

При монохроматична светлина се наблюдава образът на процепа като едноцветна линия за всички направления φ , които удовлетворяват условие (2). Симетрично на централния максимум ($m = 0$) се наблюдават линии M_1 (фиг.1), съответстващи на $m = 1$, $m = 2$ и т.н. m се нарича спектрален порядък. С нарастването на N спектралните линии стават по-тесни и по-резки.

Както се вижда от уравнение (2), ъглите, при които се наблюдават максимумите (виж. фиг.1) зависят от дължината на вълната, т.е. $\varphi = \varphi(\lambda)$. Ако върху дифракционната решетка попада излъчване, което съдържа различни дължини на вълните (има прекъснат или непрекъснат спектър), то за даден спектрален порядък m различните дължини на вълните се наблюдават при различни направления φ . Различните дължини на вълните (различните спектрални линии M_2 , както е показано на фиг.1) се наблюдават при различни стойности на m , т.е. спектърът се разлага по възможните стойности на m . Спектрите от различен порядък могат да се припокриват, както е показано на фиг.1 за спектрите от 2-ри и 3-ти порядък. Така чрез дифракционната решетка се изследва спектърът на дадено излъчване.

Уредите, с които се изследват спектрите на излъчванията се наричат спектрометри. В съвременните спектрометри се използват като диспергиращи елементи отражателни дифракционни решетки.

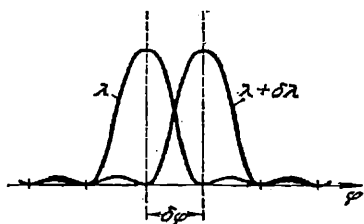
Основни характеристики на дифракционната решетка са:

1) ъглова дисперсия $D = \frac{d\varphi}{d\lambda}$. От диференцирането на двете страни на уравнение (2) се получава $d \cos(\varphi) d\varphi = m d\lambda$. Следователно

$$(4) \quad D = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \varphi} = \frac{m}{\sqrt{d^2 - m^2 \lambda^2}}$$

Дисперсията расте с увеличаване на спектралния порядък m .

2) разделителна способност $R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}$, където $\delta\lambda$ е най-малката разлика в дължините на вълните на две спектрални линии, при което тези линии могат да се регистрират като две отделни линии.



Фиг.3

Съгласно критерия на Релей две близки спектрални линии се считат за разрешени (отделно регистрирани), ако максимумът (средата) на едната от тях съвпада с минимума (края) на другата (фиг.3). Това взаимно разположение на максимумите на двете линии се получава при определена апаратна ширина $\delta\lambda$ на линията (не естествената ширина на линията), дължаща се на дифракцията. Тази апаратна ширина е характерна за даден спектрален прибор. Базирайки се на критерия на Релей може да се покаже, че разделителната способност се изра-

зрява чрез зависимостта

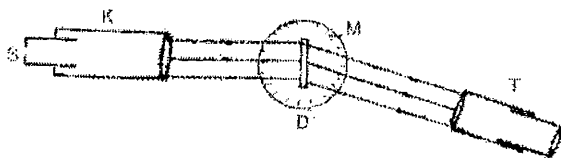
$$R = m N,$$

т.е. тя е пропорционална на спектралния порядък m и броя на действащите процепи N .

Разделителната способност на дифракционната решетка е безразмерна величина.

Опитна постановка

Опитната постановка - спектрометър (фиг.4) има следното устройство: вертикална колона (статив), която носи хоризонтален неподвижен градуиран кръг (лимб) M и две рамена - неподвижно и подвижно. Неподвижното рамо е фиксирано срещу нулевото деление на скалата на лимба. Върху неподвижното рамо са разположени



Фиг.4

(телескоп) T . Предназначението на колиматора K е да насочи успореден сноп свет-

лина към дифракционната решетка. В окуляра на зрителната тръба има вертикална нишка, посредством която могат да се фиксират положението на образите на процепа, чрез въртене на подвижното рамо.

В центъра на лимба е монтирана дифракционната решетка, така че процепите ѝ да са успоредни на процепа, намиращ се пред колиматора.

Задачи и начин на изпълнение

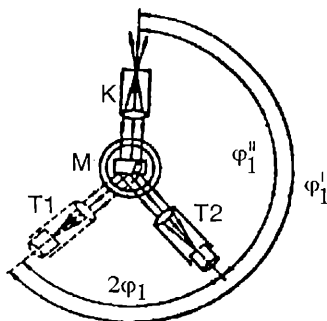
1. Определяне на константата на дифракционна решетка.

За определяне на константата на дифракционната решетка се използва натриева спектрална лампа, която излъчва жълта спектрална линия с дължина на вълната $\lambda = 589 \text{ nm}$. Зрителната тръба се насочва перпендикулярно към дифракционната решетка и се наблюдава образът на процепа ($m = 0$). След това тя се завърта наляво, докато се появи жълтата линия в спектъра на натрия. Засича се с окулярната нишка тази линия и посредством нониуса се от-

чита ъгълът φ'_1 - фиг. 5. За по-точно определяне стойността на този ъгъл измерването се повтаря неколkokратно. Завъртането на тръбата в същата посока продължава

и по подобен начин се отчитат ъглите φ'_2 и φ'_3 на спектъра от втори и трети порядък.

тесен вертикален регулируем процеп Π , разположен във фокалната равнина на двойно изпъкнала леща - колиматор K , а върху подвижното на еднаква височина с колиматора - зрителна тръба



2. лнФ

По аналогичен начин, но чрез завъртане надясно от централния максимум, се

отчитат неколkokратно ъглите φ''_1 , φ''_2 и φ''_3 на спектъра от първи, втори и трети порядък. Правят се няколко комбинации от вида

$$\varphi_1 = \frac{\varphi'_1 - \varphi''_1}{2}; \varphi_2 = \frac{\varphi'_2 - \varphi''_2}{2}; \varphi_3 = \frac{\varphi'_3 - \varphi''_3}{2},$$

от които се определя средната стойност d , като се използва формула (2).

Средната квадратична грешка се определя по метода на Гаус.

2. Определяне на дължината на вълните:

$l = 577 \text{ nm}$; $l = 579 \text{ nm}$; $l = 546 \text{ nm}$; $l = 436 \text{ nm}$; $l = 406 \text{ nm}$

жълта ; жълта ; зелена ; синя ; виолетова

в спектъра на Hg спектрална лампа. }

Прилагането на формула (2) дава възможност при известна константа на дифракционната решетка да се определят дължините на вълните от спектъра. Пред процеп се поставя Hg лампа. Зрителната тръба се насочва перпендикулярно към дифракционната решетка, като се наблюдава образът на централния максимум.

По гореописания начин се определят ъглите под които се наблюдава всяка една от от цветните линии (виолетова, синя, зелена и жълта). Всички дължини на вълните се изчисляват по формула (2), като се използва $d_{\text{ср}}$, получено от задача 1.

При измерването да се има предвид, че спектралните линии имат известна ширина, определяща се от ширината на процепа, отчитането да става когато нишката на зрителната тръба съвпада винаги с вътрешния или външния ръб на линията.

3. Да се изчисли ъгловата дисперсия на дифракционната решетка D от (4) за един от порядъците на четирите спектрални линии.

5.4. Изучаване на интерференция при ултразвук

Кратко теоретично въведение

Еластичните вълни с честота на трептения от 16 Hz до 20000 Hz предизвикват в човешкото ухо специфично усещане, наречено звук. При честота на трептене по-малка от 16 Hz, звуковите вълни се наричат инфразвук, а при честота на трептене, по-голяма от 20000 Hz, ултразвук. Горната граница на трептене на частиците на еластичната среда, в която се разпространява ултразвук се определя от условието, че дължината на вълната трябва да бъде по-голяма от най-малкото средно разстояние между частиците на средата и не може да надвишава 10^{13} Hz. Например при разпространение на ултразвук в газове горната граница е от порядъка на 10^6 Hz, а за твърди тела - около 10^{10} Hz.

Целта на настоящото упражнение е запознаване с интерференчната картина и посредством интерференчни измервания да се определи скоростта на разпространение и дължината на вълната на звукови вълни, да се определи и влиянието на промяната на мястото на звуковите източници върху вида на получената интерфе-

ренчна картина.

Звуковите вълни пренасят своята енергия от молекула на молекула в средата, в която се разпространяват. При този пренос се наблюдава или изменения на плътността на средата, вследствие на разтрептяване на частиците в направление на разпространението на вълната - надлъжна вълна, или разтрептяване на частиците на средата в посока перпендикулярна на посоката на разпространение на вълната - напречна вълна. Това какъв вид вълни могат да се разпространяват зависи от еластичните свойства на средата, в която се разпространява вълната.

С отдалечаването от точков звук източник амплитудата на трептене на частиците на средата намалява линейно. Количеството енергия, пренасяна за единица време през единица площ перпендикулярно на посоката на разпространение на вълната (интензитета на вълната), намалява обратно пропорционално на квадрата на разстоянието.

Когато в средата се разпространяват повече от една вълна и ако свойствата на средата не се изменят под действие на смущението, създавано от вълната, то към вълните е приложим принципа на суперпозицията (наслагването) на вълните. Според този принцип при разпространението на няколко вълни в линейна среда всяка вълна се разпространява така, като че ли останалите вълни отсъстват. Резултантното отклонение на частиците на средата от равновесното им положение в произволен момент от време е равно на геометричната сума от отклоненията, получавани от частиците от всеки от отделните вълнови процеси. При суперпозицията на две или повече вълни, ако те имат еднакви честоти и разликите във фазите им остава постоянна с времето, т.е. са кохерентни, в различните точки на пространството се получава усилване или отслабване на резултантната вълна в зависимост от съотношението на фазите им $\Delta\Phi$. Това явление се нарича интерференция на вълните.

За математично разглеждане на случая на интерференция на два вълнови процеса ще предположим, че в средата се разпространяват две кохерентни сферични хармонични звукови вълни, описвани с уравненията

$$y_1(t, \mathbf{r}) = \frac{A_0}{r_1} \sin(\omega t - \bar{k} \cdot \bar{r}_1 + \Phi_{01}) = \frac{A_0}{r_1} \sin(\omega t - kr_1 + \Phi_{01}) = \frac{A_0}{r_1} \sin \Phi_1$$

$$y_2(t, \mathbf{r}) = \frac{A_0}{r_2} \sin(\omega t - \bar{k} \cdot \bar{r}_2 + \Phi_{02}) = \frac{A_0}{r_2} \sin(\omega t - kr_2 + \Phi_{02}) = \frac{A_0}{r_2} \sin \Phi_2$$

където: y е елонгацията (отклонението) на частиците на средата от равновесното им положение, A_0 - максималната елонгация (амплитудата) на вълната, Φ - фазата на плоската вълна, ω - кръговата честота ($\omega = 2\pi\nu$), ν - честотата, Φ_0 - началната фаза на трептенето, \bar{k} - вълнов вектор (вектор на посоката на разпространение на вълната), \bar{r} - радиус вектор на разглежданата точка от вълновия процес, k - вълново число ($k = 2\pi/\lambda$), λ - дължина на вълната.

Както се вижда от горните уравнения двете сферични вълни са с еднакви амплитуди и се разпространяват в една и съща посока, определена от вълновия вектор \bar{k}

В резултат на наслагването на двете вълни в точката Р амплитудата на резулта-

тната вълна (фиг.1) е равна на

$$A^2 = A_0^2 \left\{ \frac{1}{r_1^2} + \frac{1}{r_2^2} + \frac{2}{r_1 r_2} \cos [k(r_2 - r_1) - (\Phi_{02} - \Phi_{01})] \right\}$$

При кохерентни източници разликата в началната фаза е постоянна и резултатът от интерференцията на двете вълни ще зависи от величината $\Delta = k(r_2 - r_1)$, наречена разлика в ходовете на вълните.

В точката Р и във всички точки, за които е изпълнено условието

$\Delta = \pm 2m\pi$ ($m = 0, 1, 2, \dots$) - се наблюдава интерференчен максимум.

Амплитудата на резултантното трептене на частиците на средата е:

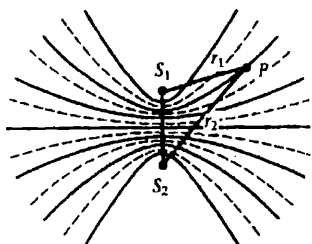
$$A = \left| \frac{A_0}{r_1} + \frac{A_0}{r_2} \right|$$

В точките, където

$\Delta = \pm(2m+1)\pi$ ($m = 0, 1, 2, \dots$) - се наблюдава интерференчен минимум.

Амплитудата на резултантното трептене е

$$A = \left| \frac{A_0}{r_1} - \frac{A_0}{r_2} \right|$$



Фиг.1

Величината $m = 0, 1, 2, \dots$ се нарича съответно порядък на интерференчния максимум или минимум.

В настоящата лабораторна работа източници на сферични вълни са два ултразвукови излъчвателя S_1 и S_2 трептящи с честота 21600 Hz. Измерването на амплитудите на трептене на частиците на средата се осъществява посредством приемник (микрофон) и цифров измерителен прибор (фиг.2).

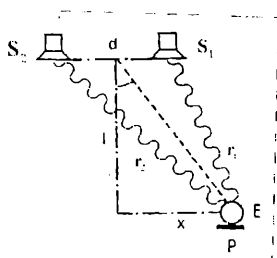
Ще се изследва зависимостта на фазовата разлика от различните ходове Δr във въздух на разпространяващите се вълнови процеси.

Разпространението на ултразвуковите вълни между източниците на ултразвук и приемника се осъществява във въздушна среда при стайна температура. В този случай скоростта на разпространение на двете вълни е една и съща, равна на

$$v = \sqrt{\frac{\chi RT}{\mu}}$$

където $\chi = 1.41$ - за въздух; $R = 8314 \text{ J/kmolK}$; T - абсолютната температура K; m - моларната маса за въздух - $m = 28.96 \text{ kg/kmol}$.

Дължините на вълните, разпространяващи се от двата източника са равни, т.е. $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$.



Фиг.2

Фазовите разлики на интерфериращите вълни в точката Р ще зависят от разликите в ходовете на вълните във въздушна среда ($\Delta r = r_2 - r_1$), които с известно приближение могат да се приемат, че съвпадат с геометричните пътища r_1 и r_2 (приема се, че показателя на пречупване n е равен на единица). Както се вижда от фиг.2 тази разлика е

$$\Delta r = r_2 - r_1 = \sqrt{L^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2} - \sqrt{L^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2}$$

Ако е изпълнено условието приемникът да е на разстояние L много по-голямо от разстоянието между източниците d , ($L \gg d$), то горното уравнение се преобразува

в

$$\Delta r = \frac{dx}{\sqrt{L^2 + x^2}} = d \sin \alpha$$

Тази зависимост е аналогична на зависимостта, по която се пресмятат в оптиката разликата в ходовете на светлинните лъчи, разпространяващи се в еднородна среда, при опита на Юнг за интерференция на кохерентни светлинни вълни, излъчвани от два процепа и при дифракционна решетка.

Съгласно така получената зависимост, използвайки геометричните ходове на вълните, разликата в ходовете Δr може да се изрази и чрез дължината на вълната.

Тогава условието за възникване на интерференчен максимум е

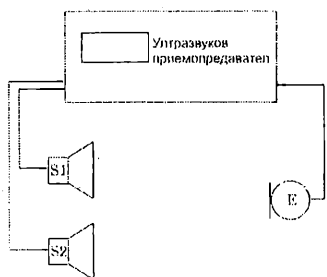
$$\Delta r = \pm m\lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \text{ - за max}$$

В този случай трептенията, възбуджани от двете вълни в точката Р, ще притежават еднаква фаза, т.е. ще се наблюдава максимум.

Ако разликата в ходовете е

$$\Delta r = \pm (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \text{ - за min}$$

трептенията, възбуджани в точката Р от двете вълни, ще бъдат в противофаза. Следователно, това ще бъде условието за получаване на интерферен-



Фиг.3

чен минимум.

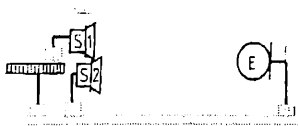
Опитна постановка

Опитната постановка (фиг.3) се състои от звуков генератор с честота 21600 Hz, ултразвукови излъчватели и приемник (микрофон), свързан с електронен цифров измерител. Поради това, че източниците не са идеално точкови при измерването трябва да се отчита този факт и се работи в граничното приближение.

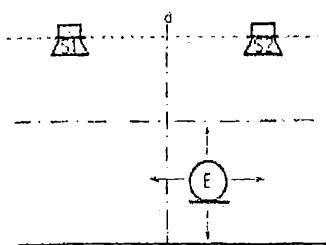
Задачи и начин на изпълнение

1. Да се определи дължината на вълната и скоростта на разпространение v на ултразвукови вълни във въздух.

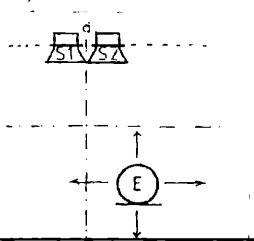
За определяне на дължината на вълната и определяне на скоростта на разпре-



Фиг.4



Фиг.5



Фиг.6

деление на ултразвук във въздух е необходимо два-та източника на ултразвук и приемника да се поставят в една равнина, така както е показано на фиг. 4. За целта единият източник S_1 се поставя върху оптичната релса, а вторият S_2 - непосредствено до нея. Приемника се поставя на разстояние $0.40 - 0.50 \text{ m}$ по продължението на оптичната релса. Чрез придвижване на S_1 се определят няколко местоположения на точки, в които се наблюдава минимум на стойността, отчетена от приемника. От условието за наблюдение на интерференчен минимум $\Delta r = r_2 - r_1$ да се определи дължината на вълната и се изчисли скоростта на разпространение на ултразвук $v = \lambda \nu$.

Получената стойност за скоростта да се сравни със стойността изчислена по зависимостта

$$v = \sqrt{\frac{\chi RT}{\mu}}, \text{ където } \chi = 1.41 \text{ - за въздух; } R = 8314 \text{ J/}$$

kmolK ; T - абсолютната температура K ; μ - моларната маса за въздух - $\mu = 28.96 \text{ kg/kmol}$.

2. Да се определи влиянието на мястото на звуковия източник върху интерференчната картина.

Измерването да се извърши при разположението на източниците и приемника, показано на фиг. 5 и 6, като разстоянието d варира в три стойности d_1 - голямо, d_2 - средно и d_3 малко - разстояние между двата източника. Приемникът се поставя на разстояние L и се определят местоположенията на интерференчните минимума и максимуми. За целта върху работната маса да се разположи лист хартия и върху него да се означат местоположенията на интерференчните максимуми и минимума. Чрез промяна на разстоянието L да се получат трикратно разположенията на максимумите и минимумите и да се получи вида на кривите, свързващи геометричното място на точки съответстващи на минимумите и максимумите.

От получените координати на минимумите да се сравнят получените стойности със стойностите, изчислени от следните зависимости:

От условието за минимум

$$\Delta r = d \sin \alpha = \pm \frac{\lambda}{2}$$

при приближението за точков източник $\chi \ll L$

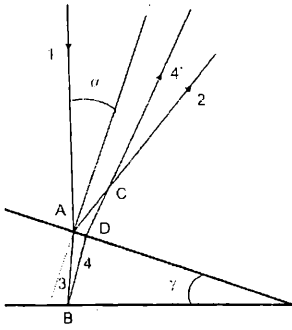
$$\frac{x_{\min}}{L} \sim \tan \alpha \sim \sin \alpha \rightarrow 2x = \frac{L \lambda}{d}$$

5.5. Определяне на малки дебелини чрез интерференция от въздушен клин

Кратко теоретично въведение

Интерференцията на светлината е явление, което настъпва при наслагването на две или няколко кохерентни светлинни вълни, при което се получава пространствено преразпределение на светлинния поток, в резултат на което в едни места възникват максимуми, а в други минимума на интензитета.

При падането на успореден, монохроматичен светлинен сноп върху клинообразен, прозрачен слой от дадено вещество се създават условия за получаване на интерференчна картина, която може да бъде използвана за прецизни измервания. Ако лъч 1 от този сноп пада под ъгъл α в точка А върху прозрачен клин с показател на пречупване n , той се разделя на отражен 2 и пречупен 3 (фиг. 1). Пречупеният лъч се отразява частично от втората повърхност на слоя в т. В - лъч 4 и се връща отново след повторно пречупване в първата среда - лъч 4'. Получените два кохерентни лъча 2 и 4' интерферират в близост до повърхността на клинообразния слой в точка С.



Фиг. 1

При малък ъгъл на клина γ и малък ъгъл на падане α , точката С ще се намира практически на повърхността на клина. Оптичната разлика в ходовете на интерфериращите лъчи в тази точка е

$$(1) \quad \Delta = (AB + BD)n + \frac{\lambda}{2}$$

С приближение може да се положи, че

$$AC = DC = 0 \text{ и } AB = BD = d$$

или

$$(2) \quad \Delta = 2dn + \frac{\lambda}{2}$$

d - дебелината на клина в т. А

Членът $\lambda/2$ отразява промяната на фазата с π при отражение на лъч, разпространяващ се в оптично по-рядка среда, и отразяващ се на границата с по-плътна среда.

Ако $n=1$ (въздушен клин, получен между две тънки прозрачни стъклени пластинки, заключващи малък ъгъл γ), то тъй като в т. В отражението на лъч 3 е от оптично по-плътна среда (стъкло) уравнение (2) добива вида

$$(3) \quad \Delta = 2d + \frac{\lambda}{2}$$

Условията за получаване на интерференчни максимуми и минимуми са:

$$(4) \quad 2d + \frac{\lambda}{2} = 2k \frac{\lambda}{2} - \text{max},$$

$$(5) \quad 2d + \frac{\lambda}{2} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \quad - \text{min},$$

където $k=0, 1, 2 \dots$ е порядъкът на интерференчните екстремуми

От (4) и (5) следва, че максимумите и минимумите съответствуват на определена дебелина на клина. В резултат на това се получават интерференчни ивици (ивици на еднаква дебелина), получени вследствие на интерференцията на лъчите, отразени от местата с еднаква дебелина.

За дебелината на въздушния слой при която има екстремум се получава

$$(6) \quad d_k = \frac{2k - 1}{2} \cdot \frac{\lambda}{2} \quad - \text{max}$$

$$(6') \quad d_k = k \frac{\lambda}{2} \quad - \text{max}$$

Опитна постановка

Схематично постановката е показана на фиг. 2. Сноп успоредна монохроматична светлина от натриева спектрална лампа А, посредством полупропускливо огледало В се насочва към въздушния клин, образуван от плоскопаралелните пластинки С и Р и предмета D, чиято дебелина се определя (тънко метално фолио, тънка жица и др.)

Лъчите, отразени от горната и долна повърхност на въздушния клин интерферират. Получената интерференчна картина се наблюдава с микроскоп Т, имащ окулярна скала О. Тя представлява поредица от тъмни и светли равноотстоящи, успоредни на ръба на клина, ивици на еднаква дебелина. Тъмната ивица в точки F и F' фиг. 2 е получена от отразените лъчи в точки F и F'.

Следващата тъмна ивица се образува, когато въздушния слой нарасне с дебелина $GH = \lambda/2$. От триъгълника FGH се получава

$$(7) \quad \text{tg} \gamma = \frac{GH}{FG} = \frac{GH}{a} = \frac{\lambda}{2a},$$

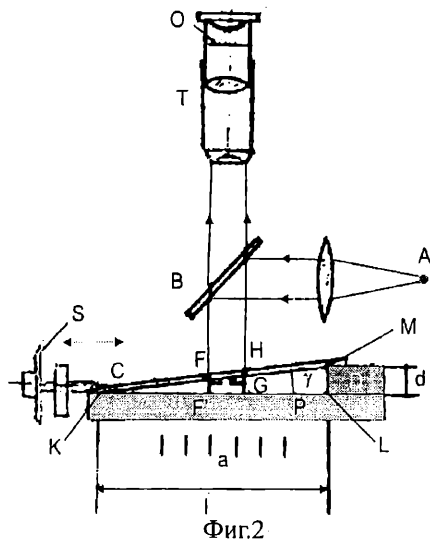
a - разстоянието между две съседни тъмни ивици.

От триъгълника KLM на същата фигура се вижда, че:

$$(8) \quad \text{tg} \gamma = \frac{LM}{KL} = \frac{d}{l}.$$

От приравняването на десните части на (7) и (8) се получава:

$$(9) \quad d = \frac{\lambda l}{2a}.$$



Дължината на основата на въздушния клин l е измерена предварително и се дава като константа.

Задачи начин на изпълнение

1. Определяне дебелината на тънко фолио.

За по-точно определяне на a в (9) с окулярната скала O на микроскопа T се измерва разстоянието l' (в скални деления) на което се разполагат определен брой тъмни интерференционни ивици - m , така че разстоянието между два съседни минимума е

$$(10) \quad a = \frac{l' \beta}{m - 1}$$

β - константа на окулярната скала (m - скално деление).

Дебелината на фолиото се получава от формула (9) като в нея се замести a от (10) при което се получава

$$(11) \quad d = \frac{\lambda l (m - 1)}{2 l' \beta}$$

$$\lambda = 589.3 \cdot 10^{-9} \text{ m}$$

В постановката е предвидено изменението на големината на основата на въздушния клин, с което се изменя ъгълът на клина g . Това става чрез избутване на края на плоскопаралелната пластинка C чрез микрометричния винт S . Това преместване може да се отчете с точност 0.0001 m. При намаляване на това разстояние се променя (намалява) разстоянието между две съседни интерференчни ивици. За няколко различни разстояния l се пресмята дебелината d . Най-точно би следвало да бъде измерването за най-голямата стойност на l (началната). За него чрез многократно определяне на d по (11) се намира средната стойност и се пресмята грешката по метода на Гаус.

$$\Delta d = \pm \sqrt{\frac{\sum \Delta d_i^2}{n(n-1)}}$$

5.6. Определяне дължината на светлинна вълна с нютонови пръстени

Кратко теоретично въведение

Нютоновите пръстени се получават при интерференция на светлина от тънък въздушен клинообразен слой, получен между плоскопаралелна пластинка и плоскоизпъкнала леща, с голям радиус на кривина R - фиг. 1.

Нека успореден сноп монохроматична светлина пада перпендикулярно върху плоската страна на лещата L . При това се създават условия за интерфериране на кохерентните лъчи от светлинния сноп, отразени от двете повърхнини на тънкия въздушен слой. Отражението от долната гранична повърхнина (пластинката P -стъкло с оптична плътност по-голяма от тази на въздуха) е със загуба $\lambda/2$, т.е. фазата се променя с π . За две точки от клина A и B -фиг. 1, разположени една над друга на разстояние d , лъчите които интерферират, имат разлика в оптичните пътища

$$(1) \quad \Delta = 2nd + \frac{\lambda}{2}$$

Тъй като за въздуха $n=1$, то действителната разлика е

$$(1') \quad \Delta = 2d + \frac{\lambda}{2}$$

За прегледност на разликата в ходовете на двата интерфериращи лъча 1 и 2 на фиг. 2 те са представени странично отместени.

Условието за получаване на усилване при интерференцията на лъчите в точка А се дава от

$$(2) \quad 2d + \frac{\lambda}{2} = 2k \frac{\lambda}{2},$$

$k = 1, 2, 3 \dots$,

а - за от отслабване

$$(3) \quad 2d + \frac{\lambda}{2} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2},$$

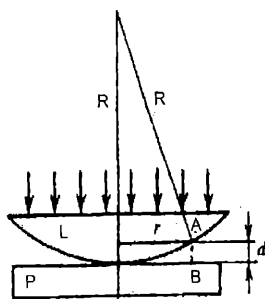
$k = 1, 2, 3 \dots$,

k се нарича порядък на максимума или минимума. Съответната дебелина на въздушния слой, получен от горните формули е

$$(2') \quad d_k = \frac{2k - 1}{2} \cdot \frac{\lambda}{2} - \text{max}$$

$$(3') \quad d_k = \frac{k\lambda}{2} - \text{min}$$

Тези условия са изпълнени за всички точки с дебелина на въздушния слой съответстващ на (2') и (3'). Картината която се получава представлява редуващи се светли и тъмни концентрични окръжности с тъмно петно в средата. Тези концентрични окръжности се наричат ивици на еднаква дебелина. Те се стъстяват с нарастването на порядъка k , поради изменението (нарастването) на ъгъла на въздушния клин.



Фиг. 1

Като се използват (2') или (3') може да се определи дължината на светлинната вълна λ по следния начин: ако d е дебелината на въздушния слой определена от (3'); от питагоровата теорема (фиг. 1) за дебелината на слоя в същата точка се получава

$$R^2 = (R - d)^2 + r^2 = R^2 - 2dr + r^2 + d^2$$

Ако в тази формула се пренебрегне членът d^2 , като малка величина от втори порядък, то за d се получава

израза

$$(4) \quad d = \frac{r^2}{2R}$$

В случай, че лещата и пластинката не контактуват, а се намират на разстояние d_0 една от друга, формулата (4) добива вида

$$(5) \quad d' = \frac{r^2}{2R} + d_0.$$

Приравняването на (3') и (5) дава възможност да се определи радиуса r_k на к-тия тъмен пръстен

$$(6) \quad r_k^2 = kR\lambda - 2d_0R$$

Аналогично за m-тия тъмен пръстен се получава

$$(7) \quad r_m^2 = mR\lambda - 2d_0R$$

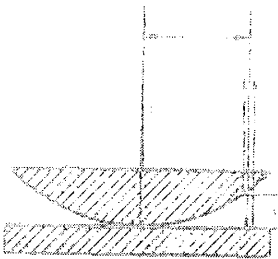
Почленното изваждане на (7) от (6) дава за дължината на вълната

$$(8) \quad \lambda = \frac{r_k^2 - r_m^2}{(k - m)R}$$

При известна стойност на радиуса на кривината на лещата - R, друг начин за определяне на λ , да се построи графичната зависимост $r_k^2 = f(k)$, която съгласно (6) и (7) е права -фиг. 3. От ъгловия коефициент на тази права $\text{tg}\beta$ се получава

$$(9) \quad \text{tg}\beta = R\lambda$$

В направените разглеждания е пренебрегнато влиянието на лъчите, отразени от горната повърхност на лещата L и долната повърхност на пластинката P (фиг. 1), тъй като дебелината на лещата (в средата) и дебелината на пластинката са на много порядъци по-големи от въздушния слой между тях, за който се получава даден пръстен. Точните пресмятания показват, че даже при строго монохроматична светлина ($\Delta\lambda=0.1 \text{ nm}$), ако дебелината на лещата или пластинката надминава 0.8 mm интерференчна картина от тези лъчи не се получава.



Фиг. 2

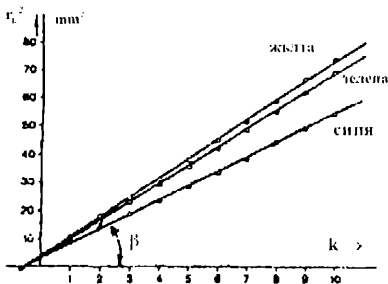
Опитна постановка

От източник на светлина S посредством леща L_1 и филтър F (фиг. 4) се получава успореден сноп монохроматична светлина, който се насочва към тънка полупрозрачна плоскопаралелна пластинка P_1 . Част от него се отразява от пластинката и попада перпендикулярно върху повърхността АВ на лещата L_2 и пластинката P_2 . Получената интерференчна картина - нютониви пръстени, се наблюдава отгоре с микроскоп с окулярна скала.

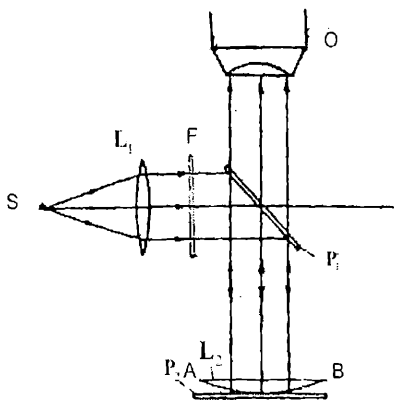
Задачи и начин на изпълнение

1. Определяне на дължината на вълната на монохроматична светлина.
2. Определяне на радиуса на кривината на леща.

За наблюдаване на отчетлива картина



Фиг.3



Фиг.4

е необходимо тя да се фокусира, чрез придвижване на подвижната платформа, носеща лещата L_2 и пластинката P_2 . За по-точно определяне на радиусите на интерференчните пръстени, окулярната скала се разполага по диаметрите им. От окулярната скала се отчитат скалните деления n_2 и n_1 , съответстващи на краищата на съответния диаметър. Радиусът на нютонския пръстен се определя от:

$$r = \frac{n_2 - n_1}{2} \beta,$$

β - константа на окулярната скала.

За определяне на дължината на вълната е необходимо да се определят радиусите поне на шест различни тъмни пръстена. Получени-

те резултати се нанасят в таблица 1. Като се използва формула (8), се изчислява дължината на вълната за 10 различни двойки радиуси.

Определя средната стойност на λ , а грешката се изчислява по метода на Гаус.

За определяне на радиуса на кривината на прозрачна сферична леща се използва също формула (8), в която се замества известната стойност на дължината на

Таблица 1

k	$(n_2 - n_1) r_k^2$ ек.гел	$r_k = (n_2 - n_1) \beta / 2$ mm	Γ_k
1			
2			
3			
4			
5			
6			

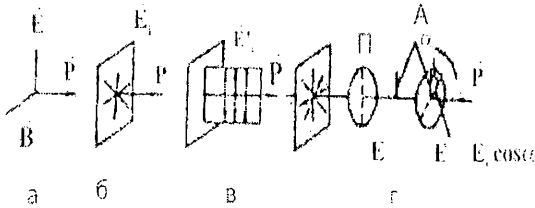
вълната. Това е един от най-точните методи за измерване, когато се касае за лещи с много голям радиус на кривината.

5.7. Поляризация на светлината. Закопи на Малюс и Брюстер

Кратко теоретично въведение

В теорията на Максвел светлината се разглежда като напречни електромагнитни вълни. Те се излъчват от възбудени атоми и молекули при прехода на електроните от възбудено състояние към основно. Векторът на електричното поле \vec{E} , векторът на магнитната индукция \vec{B} и векторът на Пойнтинг \vec{P} , определящ плътността на енергията и посоката на разпространение на светлината, са взаимно перпендикулярни и образуват дясно ориентирана система от вектори (фиг. 1а). Електричният вектор \vec{E} е наречен светлинен, поради това, че при действие на светлината върху веществото основна роля има електричната съставляваща на вълновото поле, която

действа върху електроните в атомите.



Фиг. 1

Естествената (обикновена) светлината се получава от голям брой едновременно излъчващи безразборно разположени един спрямо друг атоми. Поради това трептенията в светлинния спол в даден момент се извършват в различни равнини, сключващи най-

различни ъгли помежду си. Затова естественият светлинен лъч може да се представи с безброй електрични вектори \vec{E}_i , които трептят във всички възможни направления, перпендикулярно на посоката на разпространение (фиг. 1б).

Светлина, в която векторът на електричното поле \vec{E}_i трепти само в една равнина се нарича плоско (линейно) поляризирана (фиг. 1 в). Поляризирана светлина се получава от естествената с използването на устройства, наречени поляризатори. При тях се използват следните физически явления: отражение и пречупване на светлината, двойното лъчпречупване в някои кристали и оптичен дихроизъм. Когато естествена светлина премине през поляризатор той пропуска трептенията в определена плоскост - равнина на пропускане. Това му свойство може да бъде използвано за анализиране на поляризираната светлина, т.е. поляризаторът може да се използва и като анализатор.

Ако след поляризатор се постави анализатор (фиг. 1г), преминалата през тази система светлина е с максимална интензитет, когато равнините на пропускане на поляризатора и анализатора съвпадат. Интензитетът ще бъде минимална или нула, когато тези равнини се взаимно перпендикулярни (кръстосани). Интензитетът на преминалата светлина зависи от ъгъла α , който сключват равнините на пропускане на поляризатора и анализатора. Ако E_0 е амплитудата на светлинния вектор, на попадналата върху анализатора поляризирана светлина, то амплитудата E на преминалата през анализатора светлина се дава от формулата:

$$(1) \quad E = E_0 \cos \alpha .$$

Тъй като интензитетът на светлинната вълна се определя от квадрата на амплитудата и' ($I \sim E^2$), то за съотношението на интензитетите се получава

$$(2) \quad I = I_0 \cos^2 \alpha .$$

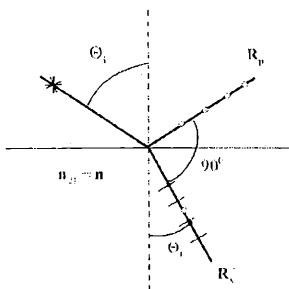
Зависимостта (2) се нарича закон на Малюс.

Естествената светлина се поляризира частично при отражение от диелектрично огледало - например стъклена пластинка (фиг.2). От формулите на Френел

$$(3) \quad R_p = \frac{\operatorname{tg}^2 (\theta_i - \theta_t)}{\operatorname{tg}^2 (\theta_i + \theta_t)}$$

$$(4) \quad R_s = \frac{\sin^2 (\theta_i - \theta_t)}{\sin^2 (\theta_i + \theta_t)} .$$

R_p и R_s са енергетични коефициенти на отражение, за амплитудите на светлинни вълни с електричен вектор съответно трептящ в направление успоредно на равнината на падане и перпендикулярно на равнината на падане. Числено техните стойности са равни на отношението на интензитета на поляризираната отразена светлина, която има равнина на поляризацията съответно успоредна и перпендикулярна на равнината на падане към интензитета на падащата неполяризирана светлина.



Фиг. 2

Ъглите θ_i и θ_t са съответно ъгълът на падане и ъгълът на пречупване на светлината.

От формулите на Френел (3) се вижда, че при ъгъл между отразения и пречупения лъч 90° ($\theta_i + \theta_t = 90^\circ$) от-

разеният лъч е напълно линейно поляризиран в равнина перпендикулярна на равнината на падане, тъй като $R_p = 0$.

Ъгълът на падане θ_p , при който $R_p = 0$ се нарича ъгъл на пълната поляризация или ъгъл на Брюстер θ_B . За отразяваща среда с показател на пречупване n , той се определя от закона на Брюстер

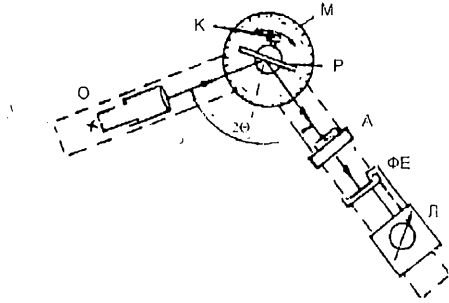
$$(5) \quad n = \operatorname{tg} \theta_B .$$

Този закон се получава от закона на Снелиус за пречупване на светлината, като се замести ($\theta_t = 90^\circ - \theta$)

$$(6) \quad n = \frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_t} = \frac{\sin \theta_i}{\sin (90^\circ - \theta_i)} = \operatorname{tg} \theta_B$$

При ъгъла на пълна поляризация θ_B , преминалият през стъклената пластинка пречупен лъч също е максимално частично линейно поляризиран в равнина успоредна на равнината на падане. Степента на поляризацията му зависи от броя на пречупващите стъклени пластинки.

Опитна постановка



Фиг. 3

Опитната постановка е гониометър -фиг. 3, който има следното устройство: вертикална колона (статив), която носи хоризонтален неподвижен градуиран кръг (лимб) М и две рамена - неподвижно и подвижно. Върху неподвижното рамо е разположен осветител О, а върху подвижното - въртящ се анализатор и луксметър (уред за измерване на осветеността, състоящ се от фотоелемент ФЕ, свързан със стрелков измерителен прибор Л). В центъра на лимба е разположена стъклена

пластинка (поляризатор), която може да се поставя под различни ъгли, спрямо падащата върху нея светлина.

Задачи и начин на изпълнение

1. Да се определи показателят на пречупване n на стъклена пластинка, като се използва закона на Брюстер (5).

За да се определи показателят на пречупване на стъклената пластинка, равнината на максимално пропускане на анализатора А (маркирана с черна линия на подвижната част) се поставя хоризонтално, т.е. успоредно на равнината на падане. Така ориентираният анализатор пропуска само светлина, електричният вектор на която трепти в равнина, успоредна на равнината на падане.

Като се изменя ъгълът на падане на светлината визуално се намира тази стойност, при която интензитетът на преминалата светлина е минимален, т.е. отклонението на стрелката на прибора е минимално.

Така получената стойност на ъгъла на падане съответствува на приблизителната удвоена стойност на ъгъла на Брюстер - $2\theta_B$. Около така определената стойност за $2\theta_B$ в границите на $\pm 10^\circ$ (през 2°) се снима зависимостта $R_p = f(\theta)$, по следния начин: подвижното рамо се поставя на желания ъгъл и посредством винта К пластинката се завърта, така че отразеният лъч да попада изцяло върху приемника на луксметъра ФЕ, като се използва най-чувствителния обхват. Отчитат се показанията му. Аналогично измерванията се повтарят за всички ъгли от посочения диапазон. Получените резултати се записват в таблица, от която се построява графична зависимост. Минимумът на получената крива съответствува на стойността на $2\theta_B$. Показателят на пречупване се пресмята от (5).

2. Експериментално да се потвърди закона на Малюс, като получената от опитните измервания зависимост на фототоктът I_f при различни стойности на ъгъла а

$[I_f = f(\cos^2 \alpha)]$, се сравни с теоретичната зависимост (2).

Поставя се подвижното рамо на гониометъра под ъгъл $2\theta_B$. Като се използва по-слабо чувствителният обхват на луксметъра се снима зависимостта $I_f = f(\alpha)$. Получените стойности се нанасят в таблица 1.

Построява се зависимостта $I_f = f(\cos^2 \alpha)$. Линейността на получената графика е

Г. в. н. п. д. в. т.

$^{\circ}0$	$^{\circ}01$	$^{\circ}02$	$^{\circ}03$	$^{\circ}04$	$^{\circ}05$	$^{\circ}06$	$^{\circ}07$	$^{\circ}08$	$^{\circ}09$	Δ
1	79.0	88.0	87.0	92.0	14.0	22.0	21.0	20.0	0	0.200
										1

потвърждение на закона на Малюс. Отклонението от линейността при ъгли, близки до 90° се дължи на попадналата отвън частично поляризирана светлина.

5.8. Дисперсия на светлината. Определяне показателя на пречупване на призма

Кратко теоретично въведение

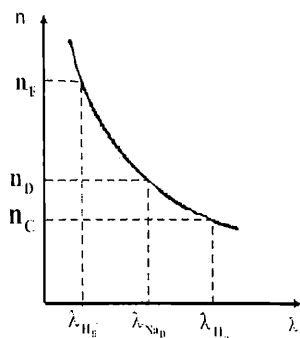
Дисперсия на светлината се нарича зависимостта на показателя на пречупване n или скоростта на разпространение на светлинните вълни от дължината на вълната λ .

Според корпускулно-вълновия дуалистичен подход при обяснение същността на светлината тя можа да се разглежда и като електромагнитна вълна. Теорията на Максвел за електромагнитната същност на светлината свързва показателя на пречупване n със скоростта на разпространение на електромагнитната вълна в среда с отношението $n = c/v$. Скоростта на разпространение на вълната зависи от свойствата на средата

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$$

c - скорост на светлината във вакуум; ϵ - относителна диелектрична проникваемост μ - относителна магнитна проникваемост

В оптичната област на спектъра относителната магнитна проникваемост за всички вещества има стойност твърде близка до единица, поради това показателят на пречупване ще бъде $n \sim \sqrt{\epsilon}$. Ето защо дисперсията на



Фиг. 1

светлината се обяснява със зависимостта на ϵ от $n(\lambda)$. Тя се определя от взаимодействието на електричното поле на електромагнитната вълна с атомите и молекулите на средата.

За някои вещества, които са прозрачни в дадена област на спектъра показателят на пречупване намалява с нарастването на дължината на вълната - нормална дисперсия, което съответства на наблюдаваното разпределение на цветовете в спектъра. Графичното изображение на зависимостта $n = f(\lambda)$ се нарича дисперсионна крива фиг. 1.

Когато честотата на падащата светлинна вълна

се доближава до собствената честота на трептене на електроните на средата (резонансна област или област на поглъщане), дисперсионната крива се изменя по друг начин. С достигане на късовълновата граница на областта на поглъщане n рязко намалява и става по-малък от единица. Това води до така наречената аномална дисперсия.

Дисперсията се определя с производната $dn/d\lambda$ и характеризира изменението на показателя на пречупване при изменение на дължината на вълната в единичен интервал. Като мярка за дисперсията на веществото се използва средната дисперсия, определена от израза

$$(1) \quad D = n_F - n_C,$$

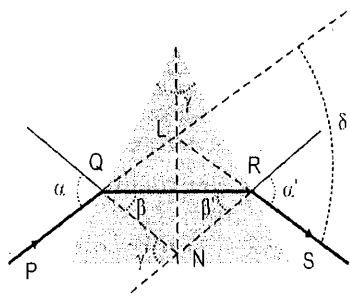
където n_F е коефициентът на пречупване на веществото за синята линия F на водорода $\lambda_F = 486.1 \text{ nm}$; n_C - коефициентът на пречупване на червената C водородна спектрална линия $\lambda_C = 656.3 \text{ nm}$

При пресмятане на оптични системи по-често се използва коефициентът на дисперсия или число на Абе

$$(2) \quad v = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$$

където n_D е коефициентът на пречупване на веществото за средата на натриевия дублет D $\lambda_D = 589.3 \text{ nm}$. -фиг.1.

Дисперсията при полихроматична светлина може да бъде изследвана чрез определяне показателя на пречупване на призма, на която трябва да е известен или



Фиг. 2

може да се определи пречупващия ъгъл. Този начин е познат като метод на минимална девиация (отклонение). Ъгъл на девиация δ е ъгълът образуван от продължението на падащия върху едната стена лъч и пречупения от другата стена на призмата. За всяка дължина на вълната той има някаква минимална стойност. Девиацията зависи от коефициента на пречупване на веществото от което е направена призмата, пречупващия ъгъл на призмата γ и ъгълът на падане α . Тази зависимост ще бъде значително по-проста в случая, когато светлинния лъч PQRS - (фиг.2) има такъв ход, че ъгълът на падане върху призмата е равен на ъгъла на пречупване от втората стена, при излизането му от призмата, т.е. $\alpha = \alpha'$, при което и $\beta = \beta'$. Теорията и опитът показват, че в този случай девиацията има минимална стойност, а геометричните съотношения се получават най-прости. При по-нататъшното разглеждане навсякъде под δ ще се разбира ъгълът на минимална девиация.

Показателят на пречупване, характеризиращ падащия P лъч и пречупения S лъч, съгласно законите на геометричната оптика е съответно

Показателят на пречупване, характеризиращ падащия P лъч и пречупения S лъч, съгласно законите на геометричната оптика е съответно

$$(3) \quad n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$$

$$(3') \quad \frac{l}{n} = \frac{\sin \beta'}{\sin \alpha'}$$

Външният ъгъл γ' на триъгълника QRN е равен на пречупващия ъгъл на призмата γ (страните им са взаимно перпендикулярни). От това следва

$$(4) \quad \gamma = \beta + \beta' = 2\beta \quad \text{т.е.} \quad \beta = \frac{\gamma}{2}$$

За триъгълника QRL ъгъл δ се явява външен. Ето защо е изпълнено

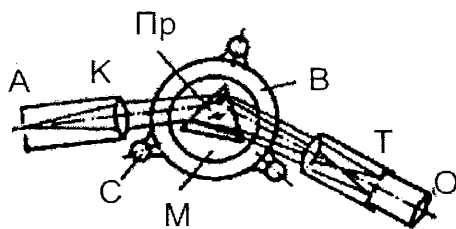
$$(5) \quad \delta = (\alpha - \beta) + (\alpha' - \beta') = 2\alpha - \gamma \quad \text{т.е.} \quad \alpha = \frac{\delta + \gamma}{2}$$

Като се заместят (4) и (5) в зависимостта (3) се получава крайната формула за пресмятане показателя на пречупване

$$(6) \quad n = \frac{\sin \frac{\delta + \gamma}{2}}{\sin \frac{\gamma}{2}}$$

Когато върху призмата пада успореден сноп светлина от процеп осветен със спектрална лампа (Hg, Na и др.), излъчваща линеен спектър със редица характерни линии във видимата област, то след призмата върху екрана ще се наблюдават разделени цветни образи на процепа, имащи различен интензитет. Като се определи показателят на пречупване n , по пречупващия ъгъл на призмата γ и ъгъла на минималната девиация δ , за различните спектрални линии на получения линеен спектър може да се построи зависимостта $n = f(\lambda)$.

Опитна постановка



Фиг. 3

Гониометърът е уред за точно определяне на ъгли. Той се състои от статив С, на който са закрепени: кръг с градусни деления (лимб) -В; колиматор -К и подвижна (въртяща се) зрителна тръба -Т. Отчитането на ъгъла на завъртане на зрителната тръба Т спрямо колиматорното рамо става посредством градусната скала на лимба и нониусната скала закрепена на подвижното рамо но-

сещо зрителната тръба.

В центъра на лимба се поставя масичка М, носеща изследваната призма. Масичката се върти около ос, минаваща през центъра на лимба. Нейното положение се отчита по градусната скала нанесена на лимба, посредством два диаметрално разположени нониуса. Наличието на двата нониуса спомага да се избегне грешката дължаща се на несъвпадение на осите на въртене на масичката и на зрителната

тръба. При по-опростените прибори се използва един нониус. (При отчитане на ъгли с нониуса е необходимо познаването на константата на нониусната скала k .)

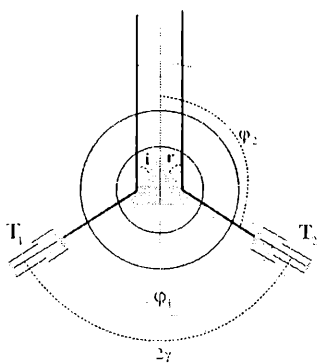
Върху масичката се закрепва неподвижно изследваната призма - Пр - фиг.3.

Задачи и начин на изпълнение

1. Определяне на ъгъла на пречупване на стъклена призма γ .

2. Определяне на ъгъла на минимална девиация. Пресмятане на показателя на пречупване.

Гониометърът е добре настроен за работа когато са спазени следните изисквания: зрителната тръба е настроена на безкрайност; колиimatorът дава тесен успореден сноп светлина и когато колиimatora и зрителната тръба са насочени насрещно техните оптични оси съвпадат.



Фиг. 4

Колиматорното рамо се фиксира на 0^0 Призмата се насочва с пречупващия си ръб към колиimatora, така че двете пречупващи равнини едновременно се осветяват -фиг.4. Зрителната тръба се завърта на ъгъл ϕ_1 по-голям от 180^0 , а след това на ъгъл ϕ_2 по-малък от 180^0 , за да се засекат с нишката на окуляра на тръбата отразените от стените на призмата образи на колиimatorния процеп. По скалата и нониуса се отчитат ъглите ϕ_1 и ϕ_2 . Както си вижда от фиг. 4:

$$\phi_1 = 180 + 2i \quad \phi_2 = 180 - 2r$$

Тъй като $i + r = \gamma$, то

$$(7) \quad \gamma = \frac{\phi_1 - \phi_2}{2}$$

За по-точно определяне на стойността на пречупващия ъгъл се правят неколкратни отчитания на ъглите ϕ_1 и ϕ_2 . Получените стойности се нанасят в таблица и при определяне на γ се използва средноаритметичните им стойности.

Масичката с призмата се завърта на такова положение, при което бисектрисата на пречупващия ъгъл да е приблизително на $115^0 - 130^0$ спрямо оста на колиimatora. С невъоръжено око може да се наблюдава цветен образ на процепа, получен от пречупените лъчи. Масичката се завърта в една или друга посока, като се следи преместването на даден образ, т.е. изменението на ъгъла на девиацията. Когато образът на процепа за дадената линия започне да се приближава към направлението на падащия лъч - ъгълът на девиацията намалява. При достигане на минималният ъгъл движението се спира. Със зрителната тръба се определя точно положението и по нониуса се отчита ъгъла ϕ'_1 , при който наблюдаваната спектрална линия е в най-крайно дясно положение -фиг. 5.

След това масичката се завърта, така че падащия лъч да сключва ъгъл $235^0 - 245^0$ с бисектрисата на пречупващия ъгъл γ с цел да се получи симетричен образ на процепа спрямо оста на колиimatora. По гореописания начин се определя ϕ'_2 , съответстващ на най-крайно ляво положение на наблюдаваната спектрална линия.

Разликата между така определените ъгли дава $\varphi'_1 - \varphi'_2 = 2\delta$, т.е.

$$(8) \quad \delta = \frac{\varphi'_1 - \varphi'_2}{2}$$

И тук е добре измерването на ъглите да се извърши неколkokратно, като за φ'_1 и φ'_2 се вземат средни стойности.

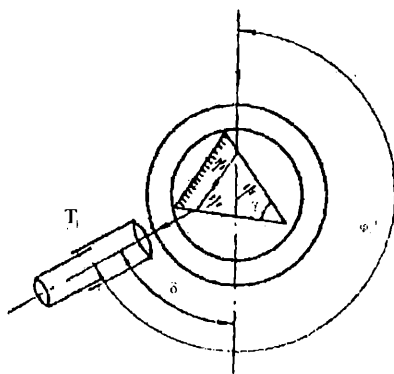
Така се определя δ за всички по-ярки линии от линейният спектър на живачна лампа ($\lambda_1 = 579 \text{ nm}$ и $\lambda_2 = 577 \text{ nm}$ - ярки жълти линии; $\lambda_3 = 546 \text{ nm}$ - зелена; $\lambda_4 = 436 \text{ nm}$ - синя и $\lambda_5 = 405 \text{ nm}$ - виолетова. В случай, че се работи с натриева лампа може да се определи d за $\lambda = 590 \text{ nm}$.

Като се използва формула (5) се изчислява показателят на пречупване n за всички линии. Приблизително средната дисперсия може да се определи като разлика в коефициентите на пречупване на крайните лъчи, т.е. за виолетовата и жълтата светлина.

Грешките при определяне на ъглите γ и δ се определят, като се взема константата на нониусната скала $-\Delta\alpha$, а грешката за n се пресмята от

$$\frac{\Delta n}{n} = \pm \left(\text{ctg} \frac{\gamma + \delta}{2} + \text{ctg} \frac{\gamma}{2} \right) \Delta\alpha$$

$$(\Delta\alpha = 5' = 0.0015 \text{ rad})$$



Фиг. 5

5.9. Поглъщане на светлината

Кратко теоретично въведение

Поглъщането на светлината от веществото е сложен процес на взаимодействие на светлинната електромагнитна вълна с атомите и молекулите на веществото.

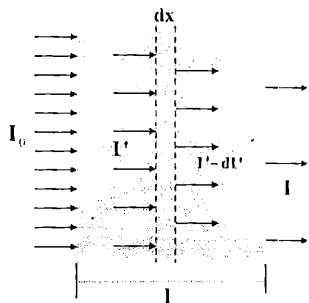
Ако сноп монохроматична светлина с интензитет I' премине през слой от вещество с дебелина dx , интензитетът му ще намалее с dI' . Намаляването на интензитета е процентно еднакво за всеки следващ слой със същата дебелина и ще зависи от вида на веществото (фиг. 1).

$$(1) \quad -\frac{dI'}{I'} = \alpha dx$$

За слой с дебелина l след интегриране на (1) се получава законът на Буге - Ламберт

$$(2) \quad I = I_0 e^{-\alpha l}$$

Величината α се нарича коефициент на поглъщане. Коефициентът на поглъ-



Фиг. 1

щане в извесни граници не зависи от интензитета на светлината. Той зависи от дължината на светлинната вълна (спекър на поглъщане) и от естеството на поглъщащото вещество. Поглъщането от вещество разтворено в прозрачен разтворител е пропорционално на броя на молекулите в единица дължина от пътя на светлинния лъч в разтвора. Тъй като този брой в единица дължина е пропорционален на концентрацията на разтвора c , то зависимостта на коефициентът на поглъщане от концентрацията c на разтвореното вещество се дава с израза $\alpha = k \cdot c$.

Законът за поглъщане на светлината от разтвори, известен като закон на Буге - Ламберт - Беер се дава в натурални

$$(3) \quad I = I_0 e^{-k'cl}$$

или десетични логаритми

$$(3') \quad I = I_0 10^{-kcl}$$

където k' и $k=0.43k'$ са съответните коефициенти на поглъщане за единица концентрация.

Единицата за k зависи от това в какви единици е зададена концентрацията - c ($g/100ml$, $mg/100ml$ и т.н.)

Отношението $\Theta = I/I_0$, показващо каква част от падналата светлина е преминала, се нарича коефициент на пропускливост или прозрачност на разтвора.

$$(4) \quad \Theta = 10^{-kcl}$$

Този коефициент често пъти се изразява в проценти $\Theta\% = 100\Theta$. Величината

$$(5) \quad E = \lg \frac{I_0}{\Theta} = \lg \frac{I_0}{I} = kcl$$

се нарича екстинкция, загасване или оптична плътност и е число. Коефициентите Θ и E се наричат десетични. Десетичната екстинкция се нарича още оптична плътност. В някои случаи се използват също така и величините натурален коефициент на пропускливост и натурална екстинкция, когато тези коефициенти са определени като логаритъм при основа e . От формули (4) и (5) се вижда, че съществува връзката

$$(6) \quad E = \lg \frac{100}{\Theta\%} = 2 - \lg \Theta\%$$

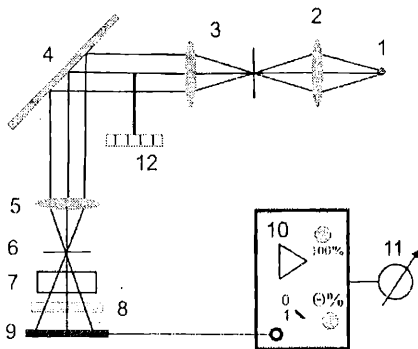
При постоянна стойност на l и k и монохроматична светлина, зависимостта на екстинкцията от концентрацията на разтвора ($E=f(c\%)$) е линейна и дава възможност чрез използване на калибровъчни графика да се определи неизвестна концентрация.

Законът на Буге - Ламберт - Беер е в сила до не много големи концентрации, тъй като коефициентът k , поради силното физикохимично взаимодействие между

молекулите на веществото, при големи концентрации се изменя.

Опитна постановка

За измерванията се използва прибор - "СПЕКОЛ", принципната схема на който е показана на фиг. 2. От източника на светлина 1, посредством събирателната леща 2, процепа и колиматора 3 се получава тесен успореден сноп светлина, който се насочва към отражателна дифракционна решетка 4. Чрез лостова система, свързана с микрометричен винт 12 може да се променя наклона на решетката 4, при което на изходния процепа 6, намиращ се във фокалната равнина на обектива 5 се получава монохроматична светлина с дължина на вълната от 300 до 750 nm. След процепа се поставя кюветодържател 7 и фотоелемент 9. Между кюветодържателя и фотоелемента има филтър 8, служещ за изравняване на спектралната чувствителност на фотоелемента. Сигналът, получен от фотоелемента се усилва от измерителен усилвател 10, на изхода на който е свързан стрелков измерителен прибор 11.



Фиг. 2

Задачи и начин на изпълнение

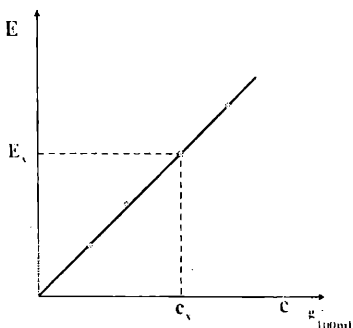
1. Определяне на зависимостта на прозрачността $Q\%$ от дължината на вълната λ .

2. Определяне неизвестна концентрация на разтвор.

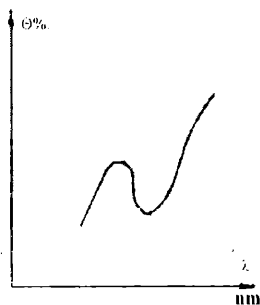
3. Определяне коефициента на пропускливост на цветен филтър

За изпълнението на задачите е необходимо прибора да бъде подготвен. За целта се затваря изходния процепа (завърта се копчето на предната дясна част на монохроматора в положение 0) и се компенсира токът на тъмно, като се нулира показанието на стрелковия прибор (копче 0%), при максимално усилване (копчето 100% се поставя в крайно дясно положение).

За определяне на зависимостта $Q\% = f(\lambda)$ се избира желаната дължина на вълната (480 nm). В кюветодържателя се поставя кювета с разтворителя и се отваря изходния процепа. С копче 100% се нагласява стрелката на уреда на показание $Q\% = 100\%$. В хода на лъчите се поставя кювета с изследвания разтвор и се отчита пропускливостта $Q\%$. Като се изменят последователно дължината на вълната през 10 nm до 780 nm , се определя зависимостта $Q\% = f(\lambda)$. При всяка нова дължина на вълната се нагласява, чрез копче 100% и кювета с разтворител показание 100% на прибора. Получените стойности се нанасят в таблица и се построява графика.



Фиг. 3



Фиг. 4

Определя се минимума или един от минимумите на кривата, съответстващ на максимална екстинкция E_{max} . Дължината на вълната, при която $E = E_{max}$, определя работната дължина на вълната за изследване зависимостта $E=f(c\%)$.

Приборът се подготвя за работа по гореописания начин. При получената от предишните измервания работна дължина на вълната се нагласява 100% пропускливост. Измерва се пропускливостта на разтвор с три известни концентрации. Измерва се пропускливостта на разтвор с неизвестна концентрация. От таблицата за определяне на екстинкцията E от стойностите на коефициента на пропускливост $Q\%$ (виж. приложението) се определят съответните екстинкции.

Получените резултати се нанасят в таблица. Построява се зависимостта $E = f(c\%)$. От получената графика се определя концентрацията $c_x\%$ (фиг.3).

Измерителният прибор се настройва на $Q\%=100\%$ за дадена начална дължина на вълната без филтър. Цветният филтър се поставя в кюветодържателя и се отчита пропускливостта. Като се изменя последователно дължината на вълната се определя зависимостта $Q\%=f(\lambda)$ - фиг. 4. При всяка нова дължина на вълната чрез копче 100% без филтър се нагласява $Q\%=100\%$.

5.10. Определяне светлинния добив на електрическа крушка с фотометъра на Улбрихт

Кратко теоретично въведение

Разделът от оптиката, които изучава енергетичните характеристики на светлината и тяхното измерване, се нарича фотометрия. В по-тесен смисъл под фотометрия се разбира съвкупност от методи за изследване на видимото светлинно излъчване в съответствие с неговото въздействие върху човешкото око.

В настоящото лабораторна работа се използват следните фотометрични величини:

Светлинен поток Φ - количеството видима светлинна енергия излъчена от светлинен източник за единица време. Интензивност на светлината I - излъченият светлинен поток от точков източник в единица пространствен ъгъл

$$(1) \quad I = \frac{d\Phi}{d\Omega}$$

За изотропен светлинен източник, който излъчва еднакво във всички посоки на пространството $I = \Phi/4\pi$, а за неизотропен се въвежда средна сферична интензивност I' ($I' = \Phi/4\pi$).

Мерната единица на тази величина е кандела (cd). Тя е основна мерна единица в SI, на която съответствува еталон, който представлява определен модел на абсолютно черно тяло. За една кандела се приема 1/600000 от интензивността на светлината, излъчена от 1 квадратен метър от този еталон в направление на нормалата,

при температура на втвърдяване на платината (2046.6 К).

Единицата за светлинен поток се нарича лумен (lm). Тя се определя от уравнение (1) и е равна на светлинния поток от единица пространствен ъгъл (стерадиан), излъчван от изотропен източник с интензивност 1 cd.

Осветеност E - светлинният поток падащ върху единица повърхност - $E = dF/dS$. Мерната единица е лукс (lx) и е равна на осветеността, която създава светлинен поток 1 lm равномерно разпределен върху 1 квадратен метър площ.

Яркост B - интензивността на светлината, която се излъчва в нормално направление от единица

светеща повърхност (фиг. 1)

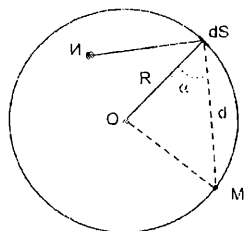
$$B = \frac{I}{dS_n} = \frac{d\Phi}{d\Omega dS \cos \alpha}$$

Мерната единица за яркост се нарича нит (n). Един нит (1n) е интензивността на светлината 1 cd, излъчвана в нормална посока от повърхност 1 m².

За някои светлинни източници и повърхности, светещи за сметка на разсеяна светлина, светлинният поток е пропорционален на косинуса от ъгъла между направлението на излъчване и нормалата на повърхността (фиг. 1). Такива източници се наричат косинусови или източници, подчиняващи се на закона на Ламберт. За една разсейваща светеща повърхност, с коефициент на разсейване r , която представлява косинусов светлинен източник, е в сила

$$(2) \quad B = \frac{r}{\pi} E$$

Светлинен добив на електрическа крушка η - светлинен поток за единица електрическа мощност $\eta = \Phi / P$. Измерва се в лумени на ват - lm/W. Измерването на светлинния добив се свежда до измерване на светлинния поток Φ и консумираната електрическа мощност P на източника.



Фиг. 2

Светлинният поток Φ (средната сферична интензивност I') се измерва с фотометъра на Улбрихт. За целта е необходимо да се разгледа следната задача: точков светлинен източник I се намира вътре в кука сфера с радиус R (фиг. 2). Върху вътрешните стени на сферата е нанесен слой от равномерно разсейващ материал с коефициент на разсейване r , за който е в сила закона на Ламберт. Трябва да се определи пълната осветеност на повърхностния елемент dS , която е резултат не само на директно падащата светлина от източника върху dS , но и от светлината, многократно разсеяна от вътрешната повърхност на сферата. Ако се означи

с E_0 осветлеността на директно падащата от източника И светлина върху dS , то яркостта на този елемент съгласно (2) е

$$(3) \quad \mathbf{B}_0 = \frac{r}{\pi} \mathbf{E}_0.$$

Допълнителната осветленост в произволна точка точка М от вътрешността на сферата за сметка на светлина, разсеяна от елемента dS , е равна

$$d\mathbf{E}_1 = \frac{\mathbf{B}_0 dS \cos^2 \alpha}{d^2}.$$

Като се има предвид, че $d=2R\cos\alpha$ и формула (3)

$$(4) \quad d\mathbf{E}_1 = \frac{\mathbf{B}_0 dS}{4R^2} = \frac{r\mathbf{E}_0}{4\pi R^2} dS.$$

Допълнителната осветленост в точка М от всички елементи на вътрешната повърхност на сферата ще бъде

$$\mathbf{E}_1 = \frac{r}{4\pi R^2} \int \mathbf{E}_0 dS.$$

Тъй като $\int \mathbf{E}_0 dS = \Phi$, като Φ е светлинния поток на източника И, то

$$(5) \quad \mathbf{E}_1 = \frac{r}{4\pi R^2} \Phi.$$

Осветлеността E_1 на свой ред поражда вторична допълнителна осветленост в точка М. От един повърхностен елемент dS вторичната осветленост съгласно (4) е равна

$$(6) \quad d\mathbf{E}_2 = \frac{r}{4\pi R^2} \mathbf{E}_1 dS.$$

Вторичната допълнителна осветленост от цялата вътрешна сферична повърхност се получава чрез интегриране на (6)

$$(6') \quad \mathbf{E}_2 = \frac{r}{4\pi R^2} \mathbf{E}_1 \int dS = r\mathbf{E}_1.$$

Аналогично за третичната, четвъртична и т. н. осветлености

$$\mathbf{E}_3 = r^2 \mathbf{E}_2; \mathbf{E}_4 = r^3 \mathbf{E}_3; \mathbf{E}_5 = r^4 \mathbf{E}_4; \dots$$

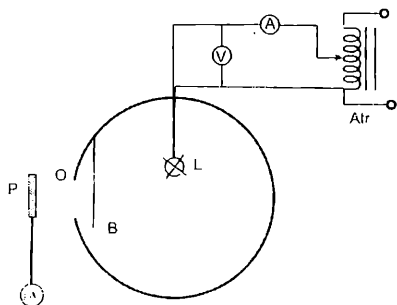
Общата допълнителна осветленост е сума от първичната, вторичната, третичната и т. н. осветлености.

$$\begin{aligned} \mathbf{E}' &= \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 + \mathbf{E}_3 + \dots = \\ &= \mathbf{E}_1 (1 + r + r^2 + r^3 + \dots) = \\ &= \frac{1}{1-r} \mathbf{E}_1 = \frac{r}{1-r} \frac{\Phi}{4\pi R^2} \end{aligned}$$

Общата осветленост E върху повърхностния елемент dS е сума от директната

осветленост E_0 и общата допълнителна осветленост E'

$$(7) \quad E = E_0 + E' = E_0 + \frac{r}{1-r} \frac{\Phi}{4\pi R^2}$$

Опитна постановка

Фиг. 3

Фотометърът на Улбрихт представлява куха сфера с достатъчно голям радиус, боядисана отвътре с дифузно отразяваща бяла боя (магнезиев окис) фиг. 3. Светлинният източник (електрическа крушка L), включена както е показано на фигурата, е монтиран вътре във фотометъра. Напрежението, подавано на крушката може да се изменя с регулируем автотрансформатор Atr . Напрежението и токът през крушката се измерват с волтметър и амперметър. Светлината, многократно отразена от вътрешността на сферата се регистрира

през отвора O с луксметър. Той се състои от фотоелемент - P и микроамперметър, който измерва тока през фотоелемента. Неголям екран B предпазва фотоелемента от прякото попадане на светлината от крушката. При тези условия съгласно (7) осветлеността E на отвора O е пропорционална на светлинния поток Φ ($E_0 = 0$)

$$(8) \quad E = \frac{r}{1-r} \frac{\Phi}{4\pi R^2} \quad \text{или} \quad E = k_1 \Phi$$

От друга страна осветлеността E върху фотоелемента в линейната част от луксаметърната му характеристика е пропорционална на фототока i измерен от микроамперметъра.

$$(9) \quad E = k_2 i$$

От (8) и (9) следва, че

$$(10) \quad \Phi = k i$$

 k - обединява константите k_1 и k_2

От формула (10) се вижда, че ако е известна константата k лесно се измерва светлинният поток F , като се отчете токът i през микроамперметъра.

*Задачи начин на изпълнение*1. Определяне на константата k .

Константата k се определя опитно, като във фотометъра се поставя еталонна електрическа крушка, чиито интегрален светлинен поток F_0 е известен. След включване на тази крушка се отчита токът i_0 през микроамперметъра. От (10) следва, че

$$(11) \quad k = \frac{\Phi_0}{i_0}$$

2. Определяне на светлинния добив η на неизвестна електрическа крушка.

Целта е да се определи зависимостта на светлинния добив от напрежението, приложено към нея.

Изключва се еталонната крушка и се включва неизвестната крушка. Напрежението на крушката се изменя чрез автотрансформатора, например от 100 V до 220 V през 10 V, като при всяко напрежение се определя светлинния поток F съгласно (10) и (11)

$$(12) \quad \Phi = \frac{\Phi_0}{i_0} i$$

Посредством волтметра и амперметра се измерват съответно напрежението и токът и се пресмята мощността на крушката $P = U I$.

Светлинния добив се пресмята от $\eta = \Phi/P$. Опитните данни се подреждат в таблица 1 и графично се изобразяват зависимостите $\Phi = f(U)$ и $\eta = f(P)$.

Таблица 1

U V	I A	P W	i гссл.	$\Phi = ki$ lm	η lm/W
100					
110					
120					
220					

3. Определяне светлинния добив на живачна лампа.

Измерването се прави при едно напрежение $U=220V$. Светлинния поток се определя по (12), а консумираната електрическа енергия от живачната лампа се пресмята от $P = UI \cos \phi$. Тук е необходимо да се знае фактора на мощността $\cos \phi$. Сравняват се стойностите на светлинния добив за електрическата крушка и живачната лампа при захранваща напрежение 220 V и се прави заключение, кой от двата светлинни източника е по-ефективен.

Относителната грешка за светлинния добив на електрическата крушка се пресмята по формулата

$$\frac{\Delta \eta}{\eta} = \pm \left(\frac{\Delta i_0}{i_0} + \frac{\Delta i}{i} + \frac{\Delta I}{I} + \frac{\Delta U}{U} \right)$$

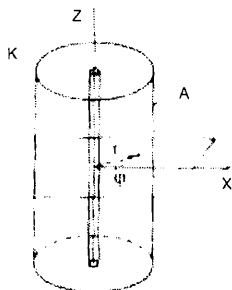
6. Атомна и ядрена физика

6.1. Определяне на специфичния заряд на електрона e/m по метода на магнетрона

Кратко теоретично въведение

Специфичният заряд на заредените частици е важна характеристика, която е свързана с почти всички задачи, касаещи движението им в електромагнитни полета.

Специфичният заряд на електрона представлява отношението на заряда e към неговата маса m (e/m) и мерната единица в система SI е C/kg. За неговото определяне най-често се използва изследването на траекториите на движението на електрони в електрични и магнитни полета с определена конфигурация. Когато векторът на магнитната индукция \vec{B} е перпендикулярен на вектора на интензитета на електричното поле \vec{E} и векторът на скоростта на движение на електроните съвпада по посока с вектора на интензитета на електричното поле, те се движат по окръжност.



Фиг. 1

Пресъздаването на такава конфигурация в лабораторни условия се осъществява при магнетрона. Магнетронът представлява електровакуумен генератор на свръхвисокочестотни електромагнитни вълни. Най-елементарната модификация на магнетрона е двуелектродна лампа (фиг. 1), с цилиндричен катод К и коаксиално разположен на него цилиндричен анод А. Чрез подаване на постоянно положително напрежение на анода се създава радиално електростатично поле. Поставянето на лампата аксиално в достатъчно дълъг соленоид, създава в нея хомогенно магнитно поле с магнитна индукция, насочена успоредно на оста на катода Z и перпендикулярна на вектора на интензитета на електричното поле

Емитираните вследствие на термоелектронна емисия електрони напускат катода със скорости, подчиняващи се на статистическото разпределение на Максвел. Тъй като максимално вероятната скорост, с която те напускат катода е малка в сравнение с допълнително придобитата под действие на електричното поле, създадено в пространството анод-катод, то може да се приеме, че началната им скорост, с която навлизат в смесеното поле е равна на нула.

На всеки електрон действа лоренцова сила

$$(1) \quad \vec{F} = e\vec{E} + e(\vec{v} \times \vec{B})$$

където e – заряд на електрона, \vec{E} – интензитет на електричното поле, \vec{B} – магнитна индукция и \vec{v} – скоростта на движение на електроните.

Силата \vec{F} , действаща на електроните ще има две компоненти; една дължаща се на радиалното електрично поле

$$(2) \quad \vec{F}_1 = e\vec{E}$$

и втора - дължаща се на магнитното поле

$$(3) \quad \vec{F}_2 = e (\vec{v} \times \vec{B})$$

Под действие на радиалното електрично поле, електроните ще се движат ускорително към анода, вследствие на което в анодната верига протича ток I_a . Работата, извършвана от силата F_1 е равна на нарастването на кинетичната енергия

$\frac{mv^2}{2}$. Кинетичната енергия, с която електроните достигат до анода е

$$(4) \quad \frac{m v^2}{2} = e U, \text{ където } U \text{ е анодното напрежение.}$$

Следователно

$$(5) \quad \frac{e}{m} = \frac{v^2}{2 U}$$

От (5) се вижда, че за определяне на e/m е необходимо да се измери анодното напрежение U и да се определи скоростта v .

Силата F_2 , дължаща се на магнитното поле е насочена перпендикулярно на равнината определена от вектора на скоростта и вектора на магнитната индукция и тя има максимална стойност $e v B$, когато вектора на скоростта е перпендикулярен на вектора на магнитната индукция. Следователно тази сила не променя скоростта на електроните по големина, а само по направление, т.е. траекторията на движението им е кръгова (фиг.2). Радиусът на кривината на траекторията зависи от големината на магнитната индукция. При малки стойности на индукцията на магнитното поле електроните достигат до анода, движейки се по закривена траектория. При $B = B_{кр}$ закривяването на траекторията е такова, че те няма да достигнат до анода, в резултат на което стойността на анодния ток спада рязко. Като се вземе предвид, че силата F_2 е насочена към центъра на кривината на траекторията на движение, т.е. тя е центростремителна сила, то

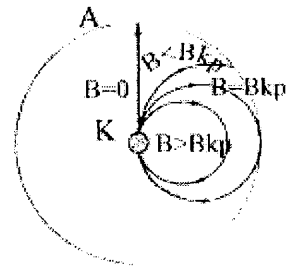
$$(6) \quad e v B_{кр} = \frac{m v^2}{R},$$

където R е радиусът на траекторията, приблизително равен на $\frac{1}{2} R_a - R_a$ радиуса на анода.

От (5) и (6) за e/m се получава

$$(7) \quad \frac{e}{m} = \frac{8 U}{R_a^2 B_{кр}^2}$$

Стойността на магнитната индукция B се определя по формулата



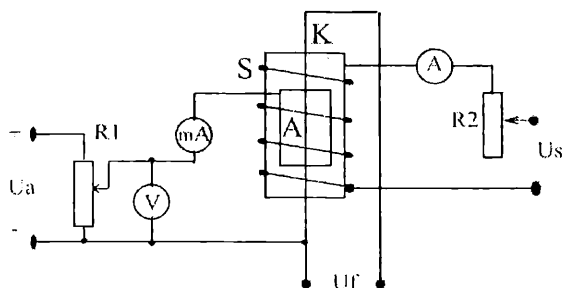
Фиг.2

$$(8) \quad B = \mu_0 n I_s,$$

където $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{N}{A^2}$ е магнитната константа, n – броя на навивките на соленоида на единица дължина и I_s -тока през соленоида.

Опитна постановка

Схемата на опитната постановка е показана на фиг.3. Тя включва: двуелектродна лампа L 3С22П, монтирана аксиално в соленоид S, който създава магнитното



Фиг.3

поле; три източника за захранване: за анодно напрежение - U_a ; за захранване на соленоида - U_s и за захранване на термокатода - U_f . Радиусите на катода r_k и анода R_a са записани върху самата опитна постановка.

Задачи и начин на изпълнение

Включва се захранването на отоплението на катода U_f на лампата, след което се задава стойност на анодното напрежение, която се поддържа постоянна по време на измерването ($U_a = \text{const}$). Изменя се големината на тока I_s през соленоида и при всяка стойност се отчита стойността на анодния ток I_a .

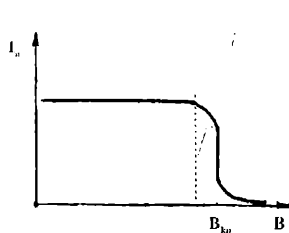
Получените резултати се подреждат в таблица 1.

Таблица 1

№	I_s	$\frac{U_a}{I_a}$
1		
2		
3		

От получените данни се построява графиката на зависимостта $I_a = f(I_s)$. От получената графика се определя критичната стойността на магнитната индукция B_{kp} , при която започва намаляването на анодния ток (фиг.4)- тока през соленоида I_{skp} (8).

Формулата (7) е в сила при условие, че радиусът на катода r_k е много по-малък от радиуса на анода R_a . Когато това условие не е изпълнено, извеждането на зависимостта се усложнява, което налага коригирането на (7) с допълнителен корекционен множител



Фиг.4

$$(9) \quad \frac{1}{\left(1 - \frac{r_k^2}{R_a^2}\right)^2}$$

След заместването в (7) на стойността на магнитната индукция на полето на соленоида (8) и добавянето на корекционния множител за стойността на специфичния заряд e/m се получава

$$(10)$$

Да се построят три графики на зависимостта $I_a = f(I_s)$ за три различни стойности на анодното напрежение. Да се изчисли за

$$\frac{e}{m} = \frac{U \cdot 10^{14}}{2 \pi^2 R_a^2 n^2 I_{\text{скр}}^2 \left(1 - \frac{r_k^2}{R_a^2}\right)} \frac{C}{\text{kg}}$$

трите анодни напрежения специфичния заряд e/m и се определи неговата средна стойност.

Грешката при отделните измервания се определят от

$$(11) \quad \Delta \left(\frac{e}{m} \right) = \pm \frac{e}{m} \left(\frac{\Delta U_a}{U_a} + 2 \frac{\Delta I_{\text{скр}}}{I_{\text{скр}}} \right)$$

6.2. Определяне на специфичния заряд на електрона e/m чрез електроннолъчева тръба

Кратко теоретично въведение

Специфичният заряд на електрона e/m е характерна универсална константа, която е свързана с почти всички задачи, отнасящи се до движението му в електрични и магнитни полета. Мерната единица за специфичния заряд в SI е C/kg.

За неговото определяне най-често се използва изследването на траекториите на движението на електрони в електрични и магнитни полета с определена конфигурация.

Ако върху движещите се със скорост \vec{v} електрони едновременно с електричното поле с интензитет \vec{E} действа и магнитно - с магнитна индукция \vec{B} , резултантната сила е равна на векторната сума от силата на взаимодействие с електричното поле и лоренцовата сила

$$(12) \quad \vec{F} = e \vec{E} + e (\vec{v} \times \vec{B}),$$

където e е заряда на електрона, \vec{E} - интензитет на електричното поле, \vec{B} - магнитната индукция и \vec{v} - скоростта на движение на електрона.

Работата, извършвана от силата на взаимодействие с електричното поле е равна на нарастването на кинетичната енергия. Ако началната скорост с която електроните навлизат в електричното поле може да се пренебрегне, кинетичната енергия, която те придобиват е

$$(13) \quad \frac{m v^2}{2} = e U$$

където m е масата на електрона, e - зарядът и U - приложеното напрежение. Тази зависимост дава възможност да се получи за специфичния заряд e/m

$$(14) \quad \frac{e}{m} = \frac{v^2}{2U}$$

За неговото определяне е необходимо да се измери напрежението U и скоростта v .

От (12) се вижда, че върху електроните ще действа и лоренцовата сила, която е перпендикулярна на равнината, определена от направлението на вектора на скоростта на заряда и направлението на вектора на магнитната индукция. Големината на тази сила зависи от ъгълът, който сключват двата вектора

$$(15) \quad F = evB \sin(\vec{v} \vec{B})$$

Лоренцовата сила е центростремителна сила, тя не води до промяна на скоростта по големината. Нейното действие се проявява само в промяна на посоката на движение на електроните.

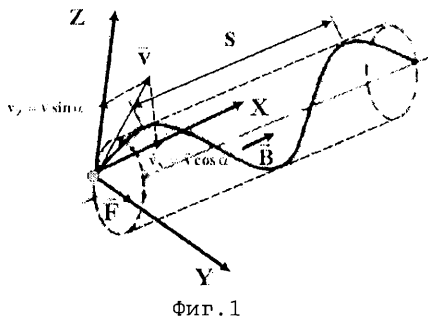
Ако вектора на скоростта на електроните v е перпендикулярен на вектора на магнитната индукция B , на хомогенно магнитно поле, радиусът на кривината на траекторията на движение може да се получи от приравняването на центростремителната сила (лоренцовата сила) и центробежната инерционна сила

$$(16) \quad evB = \frac{mv^2}{R} \text{ или } R = \frac{v}{B} \frac{m}{e}$$

От (16) следва, че траекторията описвана от електроните ще бъде окръжност. Времето за което електроните ще описват окръжността е

$$(17) \quad T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi m}{B e}$$

Това време не зависи от скоростта на движение на електроните и се определя от реципрочната стойност на специфичния заряд и магнитната индукция на полето.



Ако векторът на скоростта сключва ъгъл α с вектора на магнитната индукция, движението може да се представи като съставено от две движения, едно равномерно праволинейно по посока на полето със скорост $v_x = v \cos \alpha$ и второ - равномерно по окръжност със скорост $v_z = v \sin \alpha$. В резултат на събирането траекторията на движение е витлова линия (фиг.1), чиято стъпка S се определя от

следната зависимост

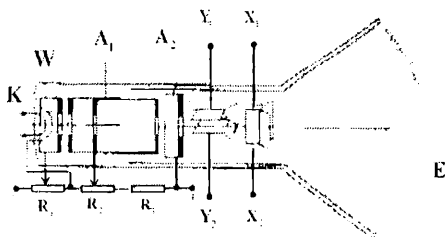
$$(18) \quad S = vT \cos \alpha$$

Тъй като времето за което електроните описват окръжност с радиус $R = \frac{mv \sin \alpha}{eB}$ не зависи от скоростта, то заместването на времето T от (17) дава

$$(19) \quad S = \frac{2\pi v \cos \alpha}{B \frac{e}{m}}$$

Опитна постановка

В настоящата лабораторна постановка за определяне на специфичния заряд на електрона се използва електроннолъчева тръба. Тя представлява електровакуумен прибор - стъклена колба (фиг.2), от която въздухът е изтеглен. В широката част на колбата е оформен екран E , покрит от вътрешната страна с луминофор, а в тясната част е поместен електронен прожектор. Това устройство в най-простия случай се състои от катод K - източник на електрони, венелтов цилиндър W - който формира електронния сноп и дава възможност за регулиране на неговия интензитет и аноди A_1 и A_2 . Анодите имат положителен потенциал и служат за ускоряване и фокусиране на снопа. Освен това в тръбата са вградени две двойки отклоняващи пластинки - $Y_1 Y_2$, които движат електронния сноп във вертикална равнина и $X_1 X_2$ - в хоризонтална.



Фиг.2

За определяне на специфичния заряд на електрона в тръбата се създават следните условия. От източници на захранващи напрежения се захранват термокатода и анодите. Електроннолъчевата тръба се монтира аксиално в соленоид с достатъчна дължина, създаващ надлъжно по оста на тръбата хомогенно магнитно поле, чиято стойност може да се регулира чрез изменение на тока през него (фиг.3). Магнитната индукция на полето създадено от соленоида се определя от израза

$$(20) \quad B = \mu_0 n I ,$$

където n - броят на намотките на единица дължина от бобината, I - токът през нея, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2$

При задаване на анодно напрежение U електроните от снопа придобиват кинетична енергия, чиято стойност се определя от (13). Чрез подаване на вертикалните отклоняващи пластинки $Y_1 Y_2$ на променливо напрежение с честота 50 Hz електронният сноп се отклонява така, че вектора на скоростта да сключва малък ъгъл α с вектора на магнитната индукция B . При това електроните започват да се движат по винтови линии, чиято стъпка се определя от (19). Като се вземе предвид, че при малки стойности на α - $\cos\alpha=1$ зависимостта добива вида.

$$(21) \quad S = \frac{2\pi v}{\frac{e}{m} B}$$

След заместване в (21) на скоростта, с която се движат електроните, получена от (14), се вижда че стъпката на витловата линия не зависи от радиусите на витловите линии, а само от анодното напрежение U и магнитната индукция B

$$(22) \quad S = \frac{2\pi}{B} \sqrt{\frac{2mU}{e}}$$

При подходящ избор на анодното напрежение U и на магнитната индукция B ,

разстоянието S може да стане равно на разстоянието S_0 между вертикалните отклоняващи пластинки и екрана E .

От (22) лесно може да се пресметне и специфичният заряд на електрона e/m

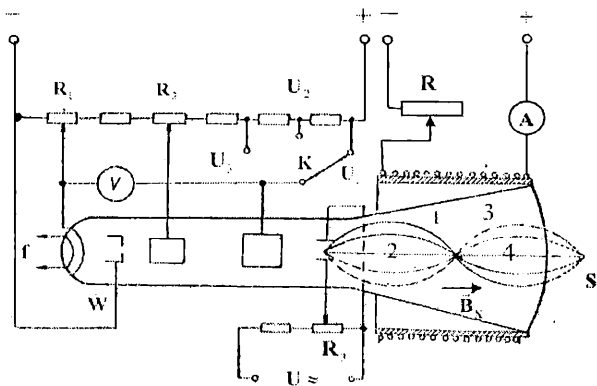
$$(23) \quad \frac{e}{m} = \frac{U 10^{14}}{2S_0^2 n^2 I^2} \frac{C}{kg}$$

Задачи и начин на изпълнение

1. Определяне на специфичния заряд на електрона e/m .

2. Изчисляване на скоростта v на електроните.

След включване на опитната постановка с потенциометъра R_3 (развивка) - фиг.3 на екрана на тръбата се получава светеща вертикална линия с дължина около половината от диаметъра на екрана. С потенциометрите R_1 и R_2 се подбират съответно минимална яркост и подходяща фокусировка на полученото изображение. С ключа K се задава стойността на анодното напрежение, при



Фиг. 3

която ще се осъществи измерването. Включва се веригата на соленоида и с реостата R се увеличава големината на тока през соленоида, докато светлата линия след завъртане на 180° се свие в точка. В този момент се определя големината на тока през соленоида, като получената стойност се замества в (23) и се пресмята e/m . (Стойностите на разстоянието S_0 , за използваната тръба и броят на навивките за единица дължина n се дават отделно).

Измерването се извършва при три различни стойности на анодното напрежение и се определя средната стойност на специфичния заряд на електрона e/m .

С получената стойност за e/m при всяка една от трите стойности на анодното напрежение се замества в (14), откъдето се изчислява и съответната скорост на движение на електроните v .

6.3. Външен фотоэффект. Определяне константата на Планк

Кратко теоретично въведение

Фотоелектричен ефект се нарича явлението, при което при поглъщане на кванти електромагнитно излъчване (фотони) се осъществява преразпределение по енергетични състояния на електроните във веществото и се появяват свободни електрични заряди. Фотоелектърът е външен, вътрешен, вентилен, фотойонизация и др.

Външният фотоэффект е явление, при което под действието на светлината става отделяне на електрони от повърхността на веществото, във външното пространство (вакуум или газ).

Фотоэффектът е открит през 1887 г. от Х. Херц, а основните закономерности, на които той се подчинява, са експериментално установени от Ф. Ленард, Дж. Дж. Томсън и А. Столетов въз основа на проведените от тях изследвания (1888 - 1890 г.).

Закономерностите на външния фотоэффект се установяват опитно, чрез анализа на волт-амперните характеристики на вакуумна фотоклетка, която представлява двуелектроден прибор, в който облъчваното със светлина вещество се свързва с отрицателния полюс на източник на ЕДН, а положителния - към полупрозрачен електрод - анод. Избитите от катода електрони под действието на създаденото между електродите електрично поле се ускоряват и насочват се към положителния електрод анода, при което протича електричен ток - фототок.

Основните експериментално установените закони за външния фотоэффект са следните:

1. Големината на фототока на насищане (броят фотоелектроните, отделени от катода за единица време), е пропорционален на енергетичната осветленост E на катода (интензитетът на облъчващата светлина), при постоянен спектрален състав на лъчението.

2. Максималната начална скорост v_{\max} (максималната начална кинетична енергия) на фотоелектроните се определя от честотата ν на облъчващата светлина и не зависи от нейния интензитет. Кинетичната енергия нараства линейно с нарастване на честотата ν .

3. За всяко вещество съществува червена граница на фотоэффекта - минимална честота на светлината ν_0 , при която все още е възможно протичането на външен фотоэффект. Величината ν_0 зависи от химичния състав на веществото и състоянието на неговата повърхност.

4. Фотоэффектът е практически безинерционен, т.е. отделянето на фотоелектрони започва веднага след облъчването със светлина на фотокатода.

Всички основни закономерности на външния фотоэффект не могат да бъдат обяснени от класическата електродинамика. Фотоэффектът е обяснен през 1905 г. А. Айнщайн, който допуска, че светлината се поглъща от веществото на дискретни порции-кванти (фотони), така както се и излъчва съгласно изказаната през 1900 г. от М. Планк хипотеза.

Той разглежда електромагнитното излъчване като поток от фотони, които влизат във взаимодействие с електроните на веществото. Енергията на един светлинен квант, или фотон е

$$(24) \quad E = h\nu,$$

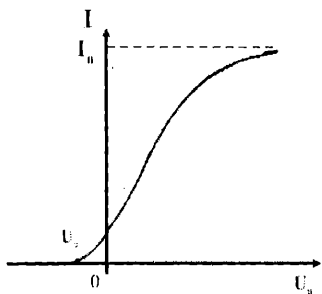
h - константа на Планк, ν - честотата на облъчващата светлина. Тази енергия при външния фотоэффект не се предава на веществото като цяло, а само на отделен електрон. Когато електронът е непосредствено на повърхността на метала част от нея се изразходва за отделяне на електрона от повърхността на веществото (отдели-

телна работа A), а останалата част под формата на кинетична енергия $E_k = \frac{mv_{\max}^2}{2}$ се придава на избития електрон. От закона за запазване на енергията следва, че

$$(25) \quad h\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2}.$$

С изведеното от Айнщайн по този начин уравнение, се обясняват законите на външния фотоэффект.

Както се вижда от волтамперната характеристика (фиг.1) с нарастване на приложеното напрежение фототокът в началото нараства, след което достига до една постоянна максимална стойност, наречена ток на насищане - I_n . По-нататъшното нарастване на напрежението не предизвиква изменение на стойността на тока, тъй като всички отделени за единица време от фотокатода електрони достигат до анода. За нарастване големината на фототока I_n е необходимо да се увеличи интензитетът на светлината, без да се изменя нейният спектрален състав. Увеличаването на светлинният поток Φ при $\nu = \text{const}$, е свързано с нарастване на броя падащи фотони, което предизвиква избиването на по-голям брой електрони.



Фиг. 1

При анодно напрежение $U=0$ протичането на ток във веригата не се прекратява. Това означава, че част от електроните, отделящи се от фотокатода, притежават необходимата кинетична енергия, за да достигнат анода без да е приложено ускоряващо напрежение.

Ако се изменя спектралния състав на облъчващата светлина, примерно честотата ν се увеличава, расте и енергията $h\nu$, която придобива всеки взаимодействащ със светлинното лъчение електрон от веществото, а следователно нараства и скоростта v_{\max} , с която електроните излитат, нараства и тяхната кинетична енергия.

Максималната кинетична енергия на фотоелектроните може да се определи по следния начин. Ако се смени поляритета на електродите, създаденото електрично поле между тях ще действа задържащо, т.е. силата на взаимодействие ще бъде съпротивителна. При стойност на напрежението $U=U_{\text{зад}}$ (задържащо напрежение) работата на електричното поле ($A=e \cdot U_{\text{зад}}$), става равна на максималната кинетична енергия на електроните. Поради това те не могат да достигнат до анода и фототокът се прекратява. При дадена честота на светлинната вълна е в сила следната зависимост

$$(26) \quad eU_{\text{зад}} = \frac{mv_{\max}^2}{2}$$

e - заряд на електрона, m - маса на електрона.

От заместването на (26) в (25) се получава изразът

$$(28) \quad eU_{\text{зад}} = h\nu - A$$

В последната зависимост се съдържат две неизвестни h и A . Измерването на задържащото напрежение за две различни честоти, дава възможност да се елиминира A и за константата на Планк се получава

$$(28) \quad h = \frac{e(U_{\text{зад}}'' - U_{\text{зад}}')}{\nu_2 - \nu_1}$$

или като се има предвид, че $c = \lambda \cdot \nu$

$$(29) \quad h = \frac{e(U_{\text{зад}}'' - U_{\text{зад}}')\lambda_1\lambda_2}{c(\lambda_1 - \lambda_2)}$$

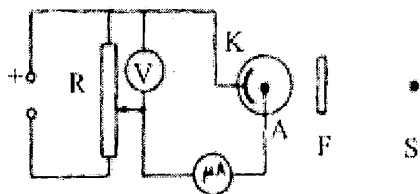
U' и U'' са задържащите напрежения съответно за честоти ν_1 и ν_2

Стойността на константата на Планк h може да се определи по-точно, ако при различни стойности на честотата се измери задържащото напрежение и се построи графичната зависимост $U_{\text{зад}} = f(\nu)$. От ъгловия коефициент на получената права $\text{tg}\alpha$ може да бъде определена константата на Планк.

За графичното представяне на експерименталните резултати и определяне на ъгловия коефициент може да се използва и методът на най-малките квадрати.

Опитна постановка

Схемата на опитната постановка е показана на фиг.2. Тя се състои от източник на светлина S , вакуумна фотоклетка, монтирана в кожух за предпазване от странично осветяване. Пред отвора, посредством специален механизъм, могат да се поставят различни интерференчни филтри F , пропускащи светлина с определена дължина на вълната. За измерване на фототока, чиято стойност е твърде малка (от порядъка на $1 \cdot 10^{-11}$ А) във веригата на стрелковия прибор се използва постояннотоков усилвател



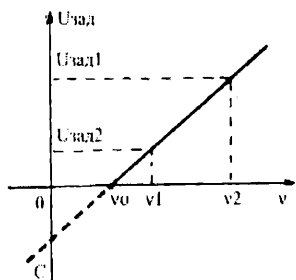
Фиг. 2

постояннотоков усилвател

Задачи и начин на изпълнение

1. Определяне на задържащите напрежения и изчисляване на константата на Планк h , отделителната работа на електрона A и червената граница на фотоефекта ν_0 .

За определяне на задържащото напрежение при дадена дължина на вълната ($\lambda=c/\nu$, $c=3 \cdot 10^8$ m/s, c -скоростта на светлината във вакуум, ν -честотата на светлинните трептения), след включване на източника S с помощта на потенциометъра R постепенно се увеличава задържащото напрежение, докато токът стане равен на нула. Определя се стойността на задържащото напрежение за три различни дължини на вълната (три различни интерференчни филтъра). Получените резултати се подреждат в таблица. С получените при различните филтри задържащи напрежения $U_{\text{зад}}$ се построява графичната зависимост $U_{\text{зад}} = f(\nu)$, от която се определя червената



Фиг.3

граница на фотоэффекта ν_0 , константата на Планк h и отделителната работа A (фиг.3).

Минималната, честота ν_0 при която все още е възможен фотоэффектът, е тази при която цялата енергия на фотона се изразходва за отделителна работа, т.е. електрона напуска катода с нулева кинетична енергия

$$(30) \quad h\nu_0 = A$$

Фотони с честота по-малка от минималната, не са във състояние да предизвикат фотоэффект. Уравнението на Айнщайн (25), като се има предвид (30)

добива вида

$$(31) \quad h\nu = h\nu_0 + \frac{m\nu_{max}^2}{2}$$

От друга страна, като се има предвид връзката между максималната кинетична енергия на отделените фотоелектрони и задържащото напрежение (26), то се получава

$$(32) \quad U_{стол} = \frac{h}{e}(\nu - \nu_0) = \frac{h}{e}\nu - \frac{A}{e}$$

което е уравнение на права със свободен член A/e - отрязъка OC , който продължението на правата отсича от ординатната ос и ъглов коефициент $tg\alpha = h/e$.

От същата графика може да се определи и червената граница на фотоэффекта ν_0 .

Така получените стойности се сравняват с изчислените по (28) и (29), в които се заместват две по две измерените стойности на задържащото напрежение и честотата или дължината на вълната.

6.4. Определяне потенциалите на възбуждане на атомите. Опит на Франк и Херц

Кратко теоретично въведение

Както показват опитите на Ръдърфорд, атомите на всеки химически елемент се състоят от положително заредено ядро, около което има отрицателно заредени електрони. В резултат на това атомът като цяло е електронеутрален. Ядрото заема нищожно малка част от атома - диаметърът му е $10^{-14} - 10^{-15}m$ при размер на атома от порядъка на $10^{-10}m$, като в него е съсредоточена почти цялата маса на атома. Съвкупността от електроните образува електронната обвивка на атома. За да бъдат атомите електронеутрални, зарядът на ядрото трябва да бъде равен на общия заряд на електроните, т.е. в електронната обвивка трябва да има точно определен брой електрони.

Изхождайки от хипотезата на Планк за квантовия характер на излъчване и поглъщане на светлината, Бор създава квантова теория за строежа на атома, в основата на която са следните постулати:

1. Атомите могат продължително да се намират в определени състояния, наречени стационарни състояния, в които въпреки извършващото се в тях непрекъснато движение на съставляващите ги заредени частици, те не излъчват и не поглъщат енергия. В стационарно състояние на атома електроните могат да се намират на определени дискретни орбити, удовлетворяващи квантовото условие за момента на импулса

$$(33) \quad p = n \frac{h}{2\pi}$$

$$n = 1, 2, \dots,$$

$p = m_e v r_n$ - момент на импулса на електрона на n -тата орбита; v - скорост на електрона на n -тата орбита; r_n - радиус на n -тата орбита; h - константа на Планк и m_e - маса на електрона.

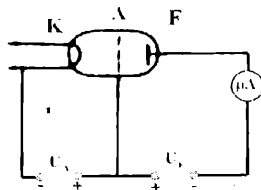
2. При преход на електрона от една стационарна орбита на друга се излъчва (поглъща) квант енергия на лъчение - рентгеново или светлинно, с енергия, равна на разликата от енергиите на съответните стационарни състояния

$$(34) \quad h \nu_{m,n} = E_m - E_n$$

$\nu_{m,n}$ - честота на монохроматичното лъчение

E_m, E_n - енергия на съответните стационарни състояния на атома преди и след излъчването (поглъщането).

От горната зависимост следва, че излъчване има при преход на електрон от външна орбита на вътрешна. Ако във възбудения атом електрон преминава от вътрешна орбита във външна, то се поглъща квант енергия.



Фиг. 1

За преминаване на електрон от по-ниска на по-висока орбита, т.е. за възбуждане на атома, съгласно втория постулат на Бор е необходимо да му се придаде строго определено количество енергия. Това може да се осъществи, не само чрез облъчване с електромагнитно лъчение, но и чрез бомбардиране с електрони.

Резултатите от опитите на Дж. Франк и Х. Херц, проведени през 1913 г., представляват едни от първите експериментални доказателства за съществуването на дискретни енергетични нива на атомите. Същността на тези опити е следната: изучават се взаимодействията между електрони, получени от термокатод в резултат на термоелектронна емисия и атоми на разреден газ (живачвни пари при налягане 13 Pa).

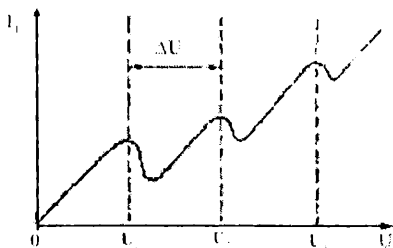
Изследваният силно разреден едноатомен газ изпълва триелектродна лампа (фиг.1). Електроните, емитирани със сравнително малки скорости от термокатода К, се ускоряват в постоянно електрично поле, създавано между катода К и мрежестия анод (решетка) А на лампата. По метода на задържащите потенциали се изследва разпределението по скорости при движението на електроните в газа. За целта на колекторния електрод F се подава отрицателен спрямо анода потенциал U_f от порядъка на 0.5 - 1 V. Токът на този електрод е определен от броя електрони, попаднали

върху него за единица време. Той се измерва с микроамперметър.

При движението си от катода към мрежестия електрод електроните се сблъскват с атомите на газа. Ако кинетичната енергия на електроните, придобита в електричното поле (практически равна на тяхната пълна енергия, тъй като скоростта, с която напускат катода, е сравнително малка, приблизително равна на нула), е недостатъчна за привеждане на атома от основно във възбудено състояние (или за йонизация), се наблюдава еластично разсейване на електронния поток от атомите на газа.

$$(35) \quad eU_a < E_m - E_n$$

В резултат на еластичните удари електроните само променят посоката на движението си, като разпределението им по скорости се запазва, т.е. токът I_f не се променя.



Фиг.2

Нарастването на потенциалната разлика U между K и A е свързано с нарастване на енергията на електроните и нарастване на тока на колекторния електрод F . При достигане на енергия, при която неравенството (35) се превръща в равенство, в резултат на нееластични удари значителна част от енергията на електроните отива или за възбудяване на един от атомните електрони (преход на свободно по-високо енергетично ниво), или за йонизация

(откъсването му от атома). Електроните, претърпели нееластичен удар, не са в състояние да преодолеят задържащия потенциал U_f . Поради това настъпва спадане на тока на колекторния електрод - (фиг.2). Потенциалната разлика U_1 , при която електроните придобиват енергия, достатъчна за възбудяване на атомите на газа, се нарича първи потенциал на възбудяване.

Атомите на газа, които поради нееластични удари с електрони са преминали във възбудено състояние, след много кратко време ($10^{-8}s$) се връщат в основното си състояние, при което се излъчва фотон с честота ν_{mn} , определена от израза (34). Дължината на вълната λ_{mn} на излъченото лъчение е

$$(36) \quad \lambda_{mn} = c/\nu_{mn} = hc/e\Delta U$$

При по-нататъшното повишаване на анодното напрежение U води до ново нарастване големината на тока на колекторния електрод, тъй като електроните, претърпели нееластичен удар, под действие на приложеното електрично поле придобиват отново кинетична енергия, достатъчна за преодоляване действието на задържащия потенциал U_f . Следващият максимум в кривата $I_f = f(U_A)$ се дължи на това, че част от електроните придобиват отново енергия достатъчна за да участват в нееластични взаимодействия с атомите от газа на два пъти. Потенциалната разлика $U_2 = 2U_1$ се нарича втори потенциал на възбудяване.

По такъв начин с нарастване на ускоряващото напрежение U се описва кривата на зависимостта $I_f = f(U_A)$, състояща се от поредица от максимуми и минимуми, отстоящи един от друг на равни разстояния ΔU , кратни на енергията на първото

възбудено състояние (фиг.12).

При определяне енергията на първото възбудено състояние на атома трябва да се отчита обстоятелството, че първия максимум на кривата е отместен, поради наличието на контактна потенциална разлика при измерването.

Както бе отбелязано по горе, възбудените вследствие нееластични взаимодействия с електроните газови атоми след много кратък интервал от време $\Delta t \approx 10^{-8} \text{ s}$, се връщат в основно състояние, изпускат фотон с честота

$$(37) \quad \nu = \frac{\Delta E}{h},$$

където ΔE е разликата в енергиите на нивата, между които се извършва преходът, а h - константата на Планк. Поради тази причина при опитите на Франк и Херц се наблюдава излъчване на една или няколко спектрални линии. Определянето на честотата (37) или дължината на вълната (36), дава възможност да се определят съответните дискретни енергетични нива на атомите.

Опитна постановка

Схемата на опитната постановка е показана на фиг.1. Изследваният газ е поставен в стъклен балон - лампа при налягане 13 Pa. В лампата са монтирани: директен волфрамов катод; анод - двойна никелова спирала, разположена коаксиално на нишката на катода и колекторен електрод, също коаксиално разположен никелов цилиндър. Захранването на отделните електроди се осъществява от стабилизирани захранващи източници.

Задачи и начин на изпълнение

1. Да се построи графично зависимостта $I_F = f(U_A)$ и се определи потенциалът на възбуждане ΔU и енергията на възбуждане.

2. Да се изчисли честотата и дължината на вълната на излъчената светлина при прехода на атомите от първо възбудено състояние в основно.

От стабилизиращия захранващ източник се регулира напрежението на захранване на анода $U_a = 40 \text{ V}$. Регулира се захранването на волфрамовия катод, докато токът на колекторния електрод достигне стойност 90 микропера, при първата стойност на задържащия потенциал. До завършване на измерването при тази стойност на задържащия потенциал, захранването на катода да не се променя.

Чрез изменение на U_a от 0 до 100 V се снима зависимостта $I_F = f(U_A)$. В областта около екстремните точки изменението на анодното напрежение да се осъществява на стъпки от 0,5V. Тази зависимост се изследва при няколко стойности на задържащия потенциал, като при промяна на задържащия потенциал процедурата по регулиране на тока през волфрамовия катод се повтаря. Получените резултати се нанасят в таблица и се построява графичната зависимост. От графичната зависимост се определят отстоянията между отделните съседни максимуми, съответстващо на първото възбудено състояние. С така получената стойност, като се използват зависимостите (36) и (37) да се изчисли честотата и дължината на вълната на излъчената светлина.

6.5. Топлинно излъчване. Определяне константата на Стефан - Болцман

Кратко теоретично въведение

Топлинното излъчване се нарича електромагнитното лъчение на телата, чиято температура е по-висока от абсолютната нула. Енергията на електромагнитното лъчение се дължи на вътрешната енергия на телата. Поради това ако не се компенсират загубите на енергия, с внасяне на енергия (топлина) отвън, температурата на тялото постепенно се понижава. Топлинното лъчение се характеризира с непрекъснат спектър. То е практически единственият вид лъчение, което може да бъде равновесно, т.е. в топлинно изолирана затворена система, намираща се в термодинамично равновесие, енергията на топлинното излъчване на телата от системата е равна на енергията на електромагнитното лъчение, погълнато от телата на тази система.

Основни количествени характеристики на топлинното лъчение са: спектрална излъчвателна способност; спектрална поглъщателна способност и свързаните с тях интегрални величини - интегрална излъчвателна и интегрална поглъщателна способност.

Спектралната излъчвателна способност $R_{\lambda, T}$, представлява потока електромагнитна енергия $dW_{\lambda, \lambda+d\lambda}^{изл}$, т.е. енергията на електромагнитното лъчение, излъчвана за единица време (мощността на излъчване) от единица площ от повърхността на нагрятото до дадена температура T тяло, в диапазона от дължини на вълната от λ до $\lambda + d\lambda$.

$$(38) \quad R_{\lambda, T} = \frac{dW_{\lambda, \lambda+d\lambda}^{изл}}{d\lambda}$$

В системата SI излъчвателната способност се измерва във ват на квадратен метър (W/m^2).

Познаването на спектралната излъчвателна способност на тялото за всяка дължина на вълната дава възможност да се пресметне интегралната му излъчвателна способност чрез сумиране по всички дължини на вълната

$$(39) \quad R_T = \int_0^{\infty} R_{\lambda, T} d\lambda$$

Спектралната поглъщателната способност на тялото показва каква част от енергията на електромагнитното лъчение $dW_{\lambda, \lambda+d\lambda}$ с дължина на вълната в интервала от λ до $\lambda + d\lambda$, попаднала върху единица повърхност на тялото за единица време, при дадена температура T , се поглъща от него

$$(40) \quad A_{\lambda, T} = \frac{dW_{\lambda, \lambda+d\lambda}^{погл}}{dW_{\lambda, \lambda+d\lambda}}$$

Спектралната поглъщателна способност е безразмерна величина.

Експериментално е установено, че $R_{\lambda, T}$ и $A_{\lambda, T}$ освен от дължината на вълна-

та и температурата зависят още и от химичния състав, и състоянието на повърхността на тялото.

Тяло, което при произволна температура поглъща изцяло падащото върху него електромагнитно лъчение, независимо от дължината на вълната ($A_{\lambda, T} = 1$), се нарича абсолютно черно.

Тяло, поглъщателната способност на което е по-малка от единица, еднаква е за всички дължини на вълната λ и зависи единствено от температурата, материала и състоянието на повърхността му се нарича сиво. За него е в сила зависимостта

$$(41) \quad A_{\lambda, T} = A_T = \text{const} < 1$$

През 1895 Г. Кирхоф въз основа на анализа на условията за получаване на равновесно излъчване в затворена система от тела и втория закон на термодинамиката установява, че отношението между излъчвателната и поглъщателната способност на телата не зависи от техния химичен състав и състоянието на повърхността им, и за всички тела е равна на спектралната излъчвателна способност на абсолютно черното тяло $u_{\lambda, T}$, която е функция само на дължината на вълната и температурата

$$(42) \quad \frac{R_{\lambda, T}}{A_{\lambda, T}} = u_{\lambda, T}.$$

Зависимостта (42) се нарича закон на Кирхоф за топлинното лъчение. От закона на Кирхоф следва, че телата не излъчват електромагнитни вълни с дължина на вълната, която не поглъщат.

Той дава възможност да се опише спектралната излъчвателна способност на всяко тяло, изхождайки от излъчвателната способност на абсолютно черното тяло.

Допускайки хипотезата, че излъчването на енергия се осъществява на порции, наречени кванти и с помощта на статистическия метод на Болцман през 1900 г. М. Планк намира точен аналитичен израз на функцията, описваща излъчвателната способност на абсолютно черното тяло $u_{\lambda, T}$

$$(43) \quad u_{\lambda, T} = \frac{2c^2 h \lambda^{-5}}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1},$$

където $h=6.62 \cdot 10^{-34}$ Js и $k=1.381 \cdot 10^{-23}$ JK⁻¹ са съответно константите на Планки и Болцман, $c=3 \cdot 10^8$ m/s - скоростта на светлината във вакуум и λ - дължината на вълната на лъчението.

От формулата на Планк за $u_{\lambda, T}$ може да бъде получена интегралната излъчвателна способност на абсолютно черното тяло R_T , представляваща енергията, излъчена при всички възможни честоти за единица време от единица площ от повърхността на тялото

$$(44) \quad R_T = \int_0^\infty R_{\lambda, T} d\lambda \quad ; \quad R_T = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4$$

където $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}$ Wm⁻²K⁻⁴ е константата на Стефан-Болцман.

Зависимостта

$$(45) \quad R_T = \sigma T^4$$

се нарича закон на Стефан - Болцман. Законът показва, че интегралната излъчвателна способност на абсолютно черното тяло е пропорционална на четвъртата степен на неговата абсолютна температура.

Заместването на излъчвателната способност на абсолютно черното тяло в закона на Кирхоф за топлинното лъчение дава възможност за определяне и на интегралната излъчвателна способност на произволно тяло, която може да бъде представена във вида

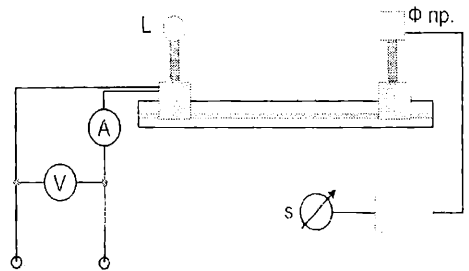
$$(46) \quad R_T = B T^n,$$

където B и n са константи специфични за излъчващото тяло.

Стойностите на B и n не се изменят в сравнително неголям температурен интервал.

Опитна постановка

Опитната постановка се състои от оптична релса, върху която е монтирано излъчващото тяло - лампа с нажежаема нишка L и фотоприемник Φ пр. (Фиг. 1). За фотоприемник се използва болометър, свързан с усилвател и измерителен прибор, така че показанията S да са пропорционални на енергетичния поток поток, получаван от нагрятата нишка на лампата, съответно на T^n (46).



Фиг. 1

Задачи и начин на изпълнение

1. Определяне на абсолютната температура на нишката на лампа с нажежаема нишка.

2. Определяне на стойността на степенния показател в (46).

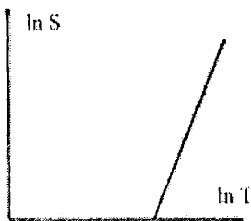
За определяне на абсолютната температура на нишката $T=273+t$ се използва зависимостта на съпротивлението от температурата R_t

$$(47) \quad R_t = R_0 (1 + \alpha t + \beta t^2)$$

където R_0 е съпротивлението при 0°C

$$\alpha = 4,82 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1} \text{ и } \beta = 6,76 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-2}$$

От (47) може да се изчисли стойността на R_0 , ако се познава стойността на R_t при известна температура (например стайната). За целта се използва схемата на свързване на лампата показана на фиг.2. Включва се захранването и постепенно се увеличава големината на тока през нишката на лампата. При стойности 0.05A, 0.1A и 0.15A се измерва спадът на напрежение U . Като се използва законът на Ом за част от веригата се изчислява $R=U/I$ за тези стойности. Определя



Фиг. 2

се средната стойност на съпротивлението от трите измервания, която съответства на R_t при стайна температура.

Променят се обхватите на измервателните прибори и като се изменя големината на тока през лампата I в границите 2 - 5 A, се отчитат стойностите на тока, спадът на напрежение U и показанията S на уреда свързан с фотоприемника. Изчислява се стойността на съпротивлението R_p , съответстващо на всяка от стойностите на тока и напрежението. Чрез заместване в

$$(48) \quad T = 273 + \frac{I}{2\beta} \left[\sqrt{\alpha^2 + 4\beta \left(\frac{R_t}{R_0} - 1 \right)} - \alpha \right]$$

се изчислява температурата на нишката за всяко R_t . Получените стойности се нанасят в таблица. Построява се графичната зависимост $\ln S = f(\ln T)$ - по абсцисната ос се нанася $\ln T$, а по ординатната - $\ln S$. Определя се ъгловият коефициент на получената права (фиг.2)

$$(49) \quad n = \frac{\Delta \ln S}{\Delta \ln T},$$

който е и степенният показател в (46) n.

6.6. Детектори на йонизиращи лъчения. Гайгер - Мюлеров брояч

Кратко теоретично въведение

Регистрирането на радиоактивното (йонизиращото) излъчване се основава на физичните явления, възникващи при взаимодействието му с веществото. Под йонизиращо лъчение се разбира такова лъчение, което при взаимодействието със средата предизвиква образуване на разноименни електрични заряди. То е непосредствено йонизиращо, когато се състои от частици (α , β) с кинетични енергии достатъчни да предизвикат ударна йонизация, и косвено йонизиращо, когато се състои от кванти (γ) или незаредени частици, които, взаимодействайки си със средата, създават непосредствено йонизиращо лъчение.

Приборите, използвани за регистрацията на йонизиращите лъчения, се наричат детектори. Един от първите и досега най-често използвани детектори е гайгер-мюлеровият (ГМ) брояч.



Фиг. 1

Броячът представлява стъклен или метален цилиндър, по оста на който е опъната тънка волфрамова нишка. Цилиндърът е изпълнен с подходяща газова смес (Ar, Ne, Xe, газ-метан, спиртни пари и т.н.) с налягане по-ниско от атмосферното. Метализираната повърхност на стъкления цилиндър или самият метален корпус се свързват към отрицателния полюс на източник за високо напрежение, нишката - с положителния (фиг. 1).

ГМ броячите работят в областта на самостоятелен газов разряд. Механизмът на възникване на разряда е следния: когато йонизиращата частица или гама квант

премине през обема на брояча, в газа се образува следа, дължаща се на възникването на йони. Електроните и йоните под действие на полето се отправят към съответните електроди - положителните йони към катода, а електроните към анода. В близост до анода, поради значителния градиент на интензитета на електричното поле, електроните придобиват кинетична енергия, достатъчна за предизвикване на ударна йонизация и възбуждане на атомите и молекулите на газа. Възникналите при това вторични електрони също се ускоряват и участват в йонизационния процес, в резултат на което започва лавинообразно нарастване на броя на възникналите около следата на преминалата частица йони и електрони. Тъй като подвижността на електроните е по-голяма от тази на йоните, те достигат до анода за много по-кратко време, отколкото положителните йони до катода. Положителните йони, достигайки до катода избиват от него електрони, които също участват в лавинообразния процес. Така за време от порядъка на 10^{-7} s, след преминаване на йонизиращата частица през брояча, анодът се оказва заобиколен от слой положителни йони, които силно променят конфигурацията на полето. Възбудените атоми и молекули на газа при преминаване в основно състояние излъчват светлина, обикновено в ултравиолетовата област на спектъра, която предизвиква фотоефект (избиване на електрони от анода и катода. Отделените фотоелектрони, движещи се към анода, йонизират и възбуждат нови атоми и създават следващата електронна лавина. Тези процеси се повтарят многократно и за времето на протичане на разряда през работния обем на детектора преминава серия от електронни лавини. По този начин целият обем на брояча за сравнително кратък интервал от време се обхваща от разряда.

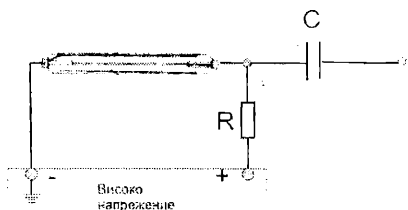
Приблизително подобен е механизмът на възникване на разряд в брояча и при преминаване на гама квант. В този случай йонизацията се дължи на фотойонизация, възникване на бързи електрони, образуване при поглъщане или разсейване на квантите в обема на брояча, или основно посредством вторичните електрони, избити посредством фотоефект и комптънов ефект.

Веднъж възникнал, разрядът се самоподдържа, т.е. става самостоятелен. За да може броячът да регистрира и преминаването на следваща частица, е необходимо прекратяването на самостоятелния разряд.

В зависимост от начина на предотвратяване на разряда GM детекторите се делят на несамогасящи и самогасящи се.

При несамогасящите се, това може да се осъществи по два начина, чрез специални гасящи електронни схеми, високоомни работни съпротивления ($10^8 - 10^9$ ома), включени последователно на анода на брояча. При възникване на токов импулс падът на напрежението върху работното съпротивление е значителен и това води до понижаване на потенциалната разлика между катода и анода под потенциала на горене на разряда. Токът се прекъсва вследствие прекратяването на самостоятелния разряд. Използването на електронните схеми на гасене на несамогасящите се детектори способства за неговото прекратяване след интервал от време от порядъка на 10^{-4} s.

Разрядът при самогасящите се броячи се гаси посредством добавянето в обема на детектора на около 10% примеси - смес от спиртни пари, ацетон, метан или

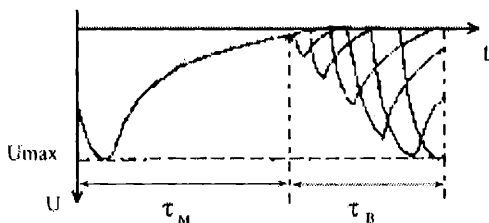


Фиг. 2

Попадането на голям брой електрони върху анода и положителни йони върху катода създава спад на напрежение върху резистора R (фиг.2) с продължителност, определена от времето, за което получените токови носители достигат до електродите.

Процесът на възникване и протичане на разряда след преминаването на заредена частица през брояча е съпътстван от образуването около електродите на обмен заряд. Електроните достигат анода засравнително кратко време от порядъка на 10^{-8} s, тъй като разстоянието до анода е малко, а градиента на полето - голям. За същото време тежките положителни йони остават неподвижни, образувайки цилиндрична обвивка около анода. Поради това електронната компонента не води до практическа промяна на потенциала на анода. Едва, когато положителните йони започнат да се отдалечават от анода, потенциалът му се променя, в резултат на което възниква отрицателен импулс, амплитудата на който зависи от стойността на резистора R и не зависи от енергията на частицата. Този импулс се регистрира от броячната апаратура. Протичащите процеси свързани с възникването на импулс, водят до изменение на конфигурацията на полето в обема на брояча, в резултат на което, докато обвивката от положителни йони не се отдалечи достатъчно от анода около него няма условия за възникване на ударна йонизация и попадането на следваща йонизираща частица не може да се регистрира. Интервалът от време, през който броячът не е способен да регистрира преминаването на частица, се нарича мъртво време τ_m . Както се вижда от фиг.3, амплитудата на импулсите, дължащи се на преминаването на йонизиращи частици след първата е значително по-малка. Това се дължи на сравнително бавното възстановяване на интензитета на полето в пространството около анода. С придвижването на положителните йони към катода конфигурацията на полето започва постепенно да се възстановява, но все още амплитудата на импулсите е по-малка от максималната. Тя се възстановява напълно едва когато пространствения заряд, създаван от положителните йони, се отдалечи толкова от анода, че интензите-

халогениди: хлор, бром, йод и др. Молекулите на многоатомните газове поглъщат ултравиолетовото лъчение (фотоните), без да излъчват електрони, като по този начин се ограничава възможността за фотоемисия на електрони. Добавянето на така наречените електроотрицателни газове, чиито атоми захващат електрони, също способства за прекратяването на самостоятелния разряд в брояча.



Фиг.3

тът на полето стане по-голям от една критична стойност. Времето за придвижване на пространствения заряд към катода, в течение на което амплитудата на на импулсите нараства до стойност, необходима за задействане на броячната апаратура, се нарича време за възстановяване τ_a .

След време $\tau = \tau_m + \tau_a$ броячната апаратура регистрира попадането в работния му обем на нова частица. Отново следва време τ , през което апаратурата не регистрира, - регистриране и т.н. Времето за осъществяване на преходните процеси в самата електронна апаратура е пренебрежимо малко, в сравнение с мъртвото време на самия детектор, поради което не се отчита. Поради наличието на мъртво време детектора не може да регистрира действителният брой на частиците попаднали в него. Този брой може да бъде определен, ако се познава времето t , през което апаратурата не регистрира. Така ако n е броят на частиците, регистрирани за единица време от апаратурата, общото време през което апаратурата не регистрира, ще бъде $n\tau$. Ако действителния брой частици, попадащи за единица време в обема на детектора е n_0 , броя частици, които няма да бъдат регистрирани, е

$$(50) \quad n_0 - n = n_0 n \tau$$

От (50) може да се определи n_0

$$(51) \quad n_0 = n / (1 - n\tau)$$

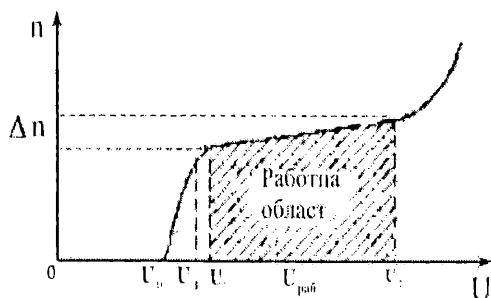
Уравнението (51) може да бъде използвано и за определяне на времето през което броячната апаратура не регистрира попадането на частица (мъртвото време).

Освен мъртвото време, основен критерии за работата на GM броячите са техните характеристики: ефективност, максимална скорост на броене и импулсна характеристика.

В зависимост от конфигурацията на електродите, дебелината на стените, налягането на газа в него и вида на газовата смес може да се определя ефективността на брояча за съответното йонизиращо лъчение. Ефективността е отношението в проценти на регистрираните към общия брой на попадналите в брояча частици. Ефективността зависи и от мъртвата време.

Максималната скорост е най-големия брой импулси, които може да регистрира GM броячът за единица време. Тази характеристика също е свързана с мъртвото време. За равномерно разпределени импулси мъртвото време е равно на реципрочната стойност на максималната скорост.

Зависимостта на броя на регистрираните от GM брояча импулси за единица време от приложеното напрежение при неизменна интензивност на йонизиращото лъчение $n=f(U)$ се нарича импулсна характе-



Фиг. 4

ристика на брояча - фиг.4.

Както се вижда от фиг.4 до достигане на праговата стойност на напрежението U_0 броячът не регистрира частиците, излъчени от източника. С нарастването на работното напрежение U скоростта на броене нараства. До достигане на стойността U_1 - наричана запалително напрежение - броячът работи в пропорционален режим. С нарастването на U до стойност U_1 нарастването на броя регистрирани импулси продължава. При стойност U_1 се достига до т.нар. плато на характеристиката - област, в която броенето слабо зависи от промяната на напрежението на детектора. При $U > U_2$ започва бързо увеличаване на скоростта на броене. Това се дължи на самопроизволни разряди в брояча, предизвикващи лъжливи импулси. Работата в този участък от импулсната характеристика води до бързо разрушаване на ГМ брояча.

Работното напрежение на детектора $U_{\text{раб}}$ се установява в средата на платото. Дължината на платото нормално е от порядъка на неколкостотин волта. Наклонът на платото е величината наричана още стръмност. Стръмността на платото не надвишава 5%.

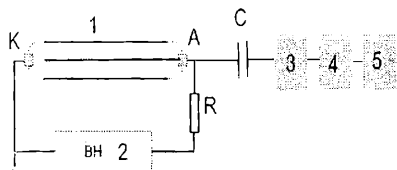
$$(52) \quad S\% = \frac{(n_2 - n_1)}{n_p} 100\%$$

n_2 - скорост на броене при U_2 ; n_1 - скорост на броене при U_1 ; n_p - скорост на броене при U_p

Ако подадем на брояча напрежение равно на работното U_p дори и при отсъствието на източник на йонизиращо лъчение, той регистрира импулси. Тези импулси се дължат на естествения радиационен фон, формиращ се от космичното лъчение и наличието на естествени радиоактивни елементи в околната среда. Честотата на броене в този случай определя т.нар. фон на детектора.

Опитна постановка

Блок-схемата на опитната постановка е показана на фиг.5. ГМ броячът е свързан посредством високоомен резистор R към регулируем източник на високо напрежение 2. Получените от ГМ брояча импулси посредством кондензатора C се подават на праговия дискриминатор 3, даващ възможност да се регулира прага на действие на усилвател-формировател, усилващ и преобразуващ импулсите в правоъгълни, които са по-подходящи за действие на преброятеля 5. Получените правоъгълни импулси се подават на преброятеля 5, който регистрира броя на импулсите в цифрова форма. Посредством таймера 4 се задават на интервалите от време за регистриране.



Фиг. 5

Задачи и начин на изпълнение

1. Да се построи импулсната характеристика на ГМ брояч.
2. Да се определи мъртвото време на броячната апаратура по метода на двата из-

точника.

Построяването на импулсната характеристика на GM брояча се извършва в следната последователност: след включване на апаратурата се нулират показанията на преброителя при $U = 0$. Поставя се източника на йонизиращо лъчение на поставката под брояча и през време на изследването на импулсната характеристика, той не се премества. Постепенно се повишава напрежението, до достигане на стойност U_0 , при която се регистрират първите импулси. Измерва се броят N импулси за време t (зададено от таймера) и се изчислява броят регистрирани импулси за единица време $n=N/t$. По указания начин се определя скоростта на броене n за всички останали стойности на U . До достигане на началото на платото стъпката на нарастване на напрежението е 10 V , а в областта на платото - 50 V . От получените експериментални данни, подредени в таблица се построява графиката на зависимостта $n=f(U)$ и се определят стойностите U_0 , U_1 , U_2 и U_p .

Пресмятането на мъргвото време на броячната апаратура с един източник не може да се извърши само с измерването на n и използването на зависимостта (51) поради това, че неизвестни са както τ , така и n_0 . При използването на два източника от (51) се получава за всеки един от източниците

$$(53) \quad n_{01} = \frac{n_1}{1 - n_1 \tau}$$

$$(54) \quad n_{02} = \frac{n_2}{1 - n_2 \tau}$$

за двата взети заедно

$$(55) \quad n_{012} = \frac{n_{12}}{1 - n_{12} \tau}$$

Действителният брой частици, излъчени от двата източника заедно за единица време, е равен на сумата

$$(56) \quad n_{012} = n_{01} + n_{02}$$

При осъществяването на измерванията трябва да се има предвид, че измерените бройки импулси, съдържат и импулси, дължащи се на естествения радиационен фон. Затова всяка от експериментално получените стойности трябва да бъде коригирана с импулсите на фона.

След заместването на (53), (54) и (55) в (56) и решаване спрямо τ , като се пренебрегнат членовете, съдържащи τ^2 , се получава

$$(57) \quad \tau = \frac{n_1 + n_2 - n_{12}}{2n_1n_2}$$

Измерването се извършва по следния начин. Включва се броячната апаратура и се подава напрежение равно на работното напрежение $U_{\text{раб}}$. При отдалечени източници се измерва броят импулси N_f за време $t=600\text{ s}$. Поставя се първият източ-

ник и се измерва N_1 за време $t_1=180s$. Без да се премества първият източник се добавя вторият източник и се измерва броя импулси N_{12} за същото време t_1 . Отстранява се първият източник без разместване на втория и се измерва N_2 за същото време.

Изчисляват се скоростите на броене за:

а.) естественият радиационен фон

$$n_f = \frac{N_f}{t}$$

б.) първия източник

$$n_1 = \frac{N_1}{t_1} - n_f$$

в.) за двата източника заедно

$$n_{12} = \frac{N_{12}}{t_1} - n_f$$

г.) за втория източник

$$n_2 = \frac{N_2}{t_1} - n_f$$

Получените стойности се заместват в (57) и се изчислява мъртвото време.

Трябва да се има предвид, че мъртвото време на брояча зависи от напрежението, при което той работи, затова трябва да се посочи при какво напрежение е осъществено измерването.

8. Примерни тестове

8.1 Физика първа част.

1. Около каква ос се върти топчето, движещо се без хлъзгане по наклонения улей?

- а) минаваща през центъра му
- б) допирателна към него
- в) минаваща през произволни две точки от него
- г) минаваща през две точки, в които топчето се допира до улея

2. Какво е движението на топчето след напускането на наклонения улей?

- а) свободно падане
- б) тяло, хвърлено с начална скорост под ъгъл спрямо хоризонта
- в) криволинейно равномерно
- г) криволинейно с произволно ускорение

3. Средната стойност на времето на движение на топчето е 1.93s, измерено с точност 2%. Напишете крайния резултат от измерването на това време с абсолютната и относителна грешни.

4. σ е нормалното механично напрежение, ϵ - относителната деформация, E - модула на Юнг. Каква е връзката между тях?

- а) $\sigma = \epsilon$
- б) $\sigma = E \epsilon$
- в) $\sigma = E \epsilon^2$
- г) $\sigma = 1/\epsilon$

5. Удължението при опъване (свиване) на стоманена струна се измерва като се използва:

- а) шублер
- б) линейка
- в) ролетка
- г) либела

6. Модулът на еластичност E се измерва в следните единици:

- а) K^{-1} ;
- б) Pa;
- в) N/m;
- г) Pa.s.

7. Кой удар е идеално нееластичен?

- а) удар, при който е в сила закона за запазване на механичната енергия.
- б) удар, при който се получава еластична деформация.
- в) удар, при който удрящите се тела след удара се движат с една и съща скорост.
- г) удар, при който не се отделя вътрешна енергия.

8. Температурата на метал M и термистор T намалява. Как ще се изменя тяхното електрично съпротивление:

- а) M -експоненциално намалява, T -линейно расте
- б) M -линейно расте, T -експоненциално намалява
- в) M -линейно намалява, T -експоненциално расте.

г) M - експоненциално расте, T -линейно намалява.

9. При адиабатно разширение на газ

- а) температурата остава постоянна б) температурата се повишава
в) температурата се понижава г) налягането се повишава

10. Коя от четирите релации за коефициента на Поасон е винаги изпълнена?

- а) $\gamma \approx 1$; б) $\gamma > 1$; в) $\gamma \ll 1$; г) $\gamma < 1$.

11. Резултатите от n измервания на дадена физична величина са a_1, a_2, \dots, a_n . Изразете крайния резултат от измерванията и неговата грешка чрез така получените стойности.

12. При определяне динамичния вискозитет на течности какво е движението на стоманената сачма в изследваната течност?

- а) равноускорително
б) равномерно праволинейно
в) равнозакъснително
г) свободно падане на тяло

13. Законът на Архимед гласи, че на всяко тяло, потопено в течност действа, сила равна на:

- а) теглото на тялото
б) теглото на течността
в) теглото на изместената от него течност
г) силата на съпротивление на течността

14. Какво е движението на маховика преди падането на теглилката на пода?

- а) равномерно въртене
б) неравномерно въртене
в) равнозакъснително въртене
г) равноускорително въртене

15. За определяне инерционния момент на маховик се използва законът за запазване

- а) на импулса.
б) на механичната енергия.
в) на момента на импулса
г) на механичната енергия с действие на дисипативни сили.

16. Кое твърдение за математичното махало **НЕ** е вярно?

- а) периодът на махалото зависи от земното ускорение.
б) при малък ъгъл на отклонение от равновесното положение (няколко градуса) периодът не зависи от този ъгъл.

в) математичното махало е материална точка, окачена на неразтегаема безтегловна нишка.

г) периодът не зависи от дължината на нишката.

17 Специфичният топлинен капацитет на дадено вещество е

а) количеството топлина, което един килограм от веществото трябва да приеме, за да повиши температурата се с 1 К;

б) количеството топлина, което един килограм от веществото трябва да приеме, за да се изпари;

в) количеството топлина, което един килограм от веществото трябва да приеме, за да повиши вътрешната си енергия с 1 J;

г) количеството топлина, което един килограм от веществото трябва да приеме за време 1 s, за да повиши температурата си с 1 К.

18. Как ще се промени линейното удължение на пръчка, ако началният размер се намали два пъти, а температурното увеличение стане два пъти по-голямо?

а) ще се увеличи два пъти.

б) ще се намали два пъти

в) няма да се промени.

г) ще се увеличи четири пъти.

19. Кое от следните свойства не е характерно за сегнетоелектриците?

а) спонтанна поляризация дори и в отсъствието на външно електрично поле.

б) хистерезис

в) много голяма диелектрична проникваемост

г) наличие на свободни заряди

20. Кой от следните уреди се използва в упражнението за изследване на сегнетоелектрици?

а) хронометър б) осцилоскоп в) термометър г) волтметър

8.2 Физика втора част.

1. Коя от изброените формули задава фокусното разстояние f_{12} на система от две тънки лещи, с фокусни разстояния f_1 и f_2 , които се намират на малко разстояние s една от друга, във въздух?

$$а) \frac{1}{f_{12}} = \frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2} + \frac{s}{f_1 - f_2};$$

$$б) \frac{1}{f_{12}} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{s}{f_1 - f_2};$$

$$в) \frac{1}{f_{12}} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} + \frac{s}{f_1 - f_2};$$

$$г) \frac{1}{f_{12}} = -\frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2} + \frac{s}{f_1 - f_2}.$$

2. При изследване на затихващи механични трептения е установено, че амплитудата намалява от стойност $A = 15$ см. до стойност $A = 5$ см. за време $\Delta t = 6$ s. На колко е равен коефициентът на затихване в ?

- а) $0,4 \text{ s}^{-1}$; б) $0,2 \text{ s}^{-1}$; в) $1,1 \text{ s}^{-1}$; г) $0,183 \text{ s}^{-1}$

3. Дифракцията е явление, при което светлината се

- а) разсейва б) отразява в) пречупва
г) разпространява в геометричната сянка на процепи и прегради

4. Кое от следните твърдения **НЕ** е вярно? Дисперсия на светлината е зависимост на:

- а) скоростта на разпространение на светлината от дължината на вълната
б) интензитета на светлината от дължината на вълната
в) показателя на пречупване на светлината от
г) относителната диелектричната проницаемост от честотата на вълната

5. Напишете формулата за магнитната сила, която действа на частица заряд q , движеща се със скорост в магнитно поле с индукция.

6 Газовите среди се характеризират с ниска топлопроводимост. Това позволява, при високи честоти, да считаме звуковите вълни за:

- а) изотермни вълни; б) изохорни вълни;
в) адиабатни вълни; г) изобарни вълни.

7. Частица със заряд q и маса m се движи в електрично поле. Напрежението между началната и крайната точка е u . Коя от изброените формули задава връзката между работата на силите на електричното поле и кинетичната енергия, придобита от частицата, ако началната скорост на частицата е нула, а крайната е ?

- а) $\frac{u}{q} = \frac{mv^2}{2}$; б) $qu = \frac{mv^2}{2}$; в) $\frac{u}{q} = \frac{mv}{2}$; г) $m \frac{u}{q} = \frac{v^2}{2}$

8. Фазовата разлика между две взаимноперпендикулярни трептения с еднаква честота $\varphi = \theta$. При събирането им каква ще бъде траекторията на резултантното трептене?

- а) окръжност с посока на обикаляне противно на часовниковата стрелка
б) права линия в първи и трети квадрант
в) елипса с посока на обикаляне по часовниковата стрелка
г) права линия в втори и четвърти квадрант

9. Вентилният (барьерният) фотоефект оказва следното влияние върху контактната потенциална разлика в областта на р-п прехода:

- а) отслабва я; б) усилва я;

- в) не и влияе; г) влияе и, но пренебрежимо слабо;

10. Отрицателно заредена частица се движи в електрично поле. Върху нея действа електрична сила от страна на полето. Каква е посоката на тази сила ?

- а) съвпада с посоката на интензитета на полето в дадената точка;
 б) перпендикулярна е на равнината определена от интензитета на полето и скоростта на частицата; скоростта, интензитета и силата образуват дясна тройка вектори;
 в) перпендикулярна е на равнината определена от интензитета на полето и скоростта на частицата; скоростта, интензитета и силата образуват лява тройка вектори;
 г) обратна е на посоката на интензитета на полето в дадената точка.

11. Изчислете средно-квадратичната грешка и запишете крайния резултат от измерването на интервал от време, ако резултатите от измерването (в секунди) са: 5,0; 5,4; 5,1; 4,9; 5,0; 4,6; 5,3; 5,2; 4,8; 4,7. Направете необходимата таблица.

12. При определяне на скоростта на звука е получена стойност $V = 340$ m/s. Относителната грешка е 15%. На колко е равна абсолютната грешка ΔV ?

- а) 51 m/s; б) 60 m/s; в) 50 m/s; г) 23 m/s.

13. Кой от записите на краен резултат от измерване на тока не е верен?

- а) $(2,1 \pm 0,2)$ mA ; б) $(2,1 \pm 0,2) 10^{-3}$ A ;
 в) $(2,1 \cdot 10^{-3} \pm 0,2 \cdot 10^{-3})$ A; г) $(21 \pm 2) \cdot 10^{-4}$ A.

14. Кое твърдение за случайните грешки е вярно?

- а) дължат се на неточно калибриране на измервателните уреди
 б) при многократни измервания се повтарят.
 в) подчиняват се на теорията на вероятностите.
 г) не зависят от обективни и субективни фактори

15. Как измерваме напрежението на изхода на слънчевата батерия?

- а) изчисляваме го, като знаем тока и съпротивлението;
 б) измерваме го с волтметър;
 в) измерваме го, като знаем тока и мощността на батерията;
 г) измерваме го с милivolтметър.

16. Ако една променливотокова верига се състои само от кондензатор, каква ще бъде фазовата разлика между тока и напрежението?

- а) 0 б) $\frac{\pi}{2}$ в) $-\frac{\pi}{2}$ г) $\frac{\pi}{4}$

17. При определяне на специфичния заряд на електрона e/m по метода на

магнетрона за коя стойност на индукцията на магнитното поле B анодният ток спада рязко?

- а) $B = 0$; б) $B_{кр} > B > 0$; в) $B = B_{кр}$; г) при всяка стойност на B .

$B_{кр}$ – критичната стойност на магнитната индукция

18. Отразената светлина от диелектрично огледало (стъклена пластинка) под ъгъла на Брюстер е

- а) неполяризирана
б) линейно поляризирана в равнината на падане
в) частично поляризирана
г) линейно поляризирана перпендикулярно на равнината на падане

19. Какъв уред се използва за генериране на принудените трептени в упражнението “Механични трептения. Резонанс” ?

- а) осцилоскоп;
б) използва се, че мрежовото напрежение се мени по синусоидален закон и има постоянна честота;
в) мултицет
г) тонгенератор.

20. Какво представлява магнетронът?

- а) триелектродна лампа, монтирана аксиално в соленоид, който създава магнитното поле;
б) двуелектродна лампа, монтирана аксиално в соленоид, който създава магнитното поле.
в) електроннолъчева тръба, монтирана аксиално в соленоид, който създава магнитното поле;
г) триелектродна лампа, поставена между полюсите на постоянен магнит.

8.3 Физика първа и втора част (едносеместриално обучение)

1. Еластичната деформация

- а) възниква и изчезва заедно с предизвикващата я причина, при което се разсейва енергия.
б) не изчезва заедно с предизвикващата я причина без загуби на енергия
в) възниква и изчезва заедно с предизвикващата я причина без да се разсейва енергия.
г) не изчезва заедно с предизвикващата я причина като се разсейва енергия

2. С какъв уред се измерва диаметъра на метална струна в упражнението “Модул на линейна деформация”?

- а) линийка. б) микрометър в) шублер г) рулетка.

3. Посочете при какво условие протича адиабатен процес.

разлики” подвижният микрофон е изминал разстояниекратно на цяла дължина на вълната, когато фазовата разлика между трептенията, подавани на високоговорителя и микрофона е равна на:

- а) 2π ; б) π ; в) $\pi/2$; г) 3π .

13. При изследване на ефекта на Пелтие, температурната разлика между двата контакта се отчита чрез:

- а) термометър.
б) термодвойка
в) микроамперметър, включен в Уитстонова мостова схема.
г) електрично съпротивление

14. С какъв уред се измерва консумираната електроенергия:

- а) амперметър; б) волтметър;
в) ватметър; г) електромер.

15. Напишете формулата за силата, с която магнитното поле действа на движещ се електрон.

16. Коя зависимост се използва за да се определи специфичния заряд e/m с магнетрон?

- а) на анодния ток от анодното напрежение
б) на анодното напрежение от тока през соленоида
в) на анодния ток от тока през соленоида
г) на анодния ток от напрежението за подгриване на катода

17. Напишете крайния резултат с неговата грешка от измерване на време, ако са получени следните стойности: 19.38s ; 19.46s ; 19.77s ; 20.16s ; 19.93s ; 20.08s ; 19.69s ; 19.84s ; 19.76s ; 20.04s.

18. Кое твърдение **НЕ** е вярно? Дифракцията е:

- а) явление, което се обяснява с принципа на Хюйгенс-Френел.
б) интерференция на вторични кохерентни вълни
в) разсейване на вълни
г) разпространение на вълни в геометричната сянка на процепи и прегради

19. Лъч полихромна светлина пада върху пречупваща стъклена призма. От другата страна на призмата се наблюдава разлагане на светлината в спектър. Тогава лъчите на коя част от спектъра ще се отклоняват на най-голям ъгъл при напускане на призмата?

- а) червената светлина;
б) жълтата светлина;
в) зелената светлина
г) виолетовата светлина.

20. Поради леко изкривяване на стрелката на волтметър, той измерва напрежение

с грешка 0,01 V. Какъв е вида на грешката?

- а) груба; б) случайна; в) относителна; г) систематична.

Отговори на примерните тестове:

8.1

- 1) а ; 2) б ; 3) 1,93s 2% (1,930,39)s ; 4) б ; 5) г ; 6) б ; 7) в ; 8) в ; 9) б ; 10) б ;

$$11) \bar{\mathbf{a}} = \frac{1}{n} \sum_i \mathbf{a}_i, \quad \Delta \mathbf{a} = \sqrt{\frac{\sum \Delta \mathbf{a}_i^2}{n(n-1)}} ; 12) в ; 13) в. ; 14) г ; 15) г ; 16) г ; 17) \widehat{\mathbf{a}} ; 18) в ;$$

19) г ; 20) б.

8.2

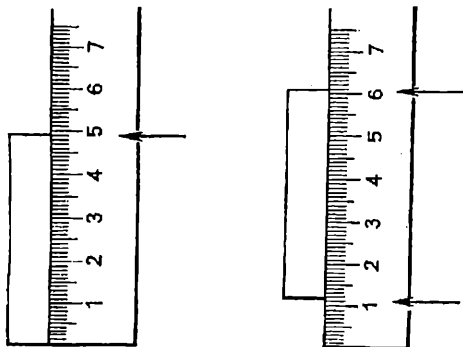
- 1) б ; 2) г ; 3) в ; 4) б ; 5) $\vec{\mathbf{F}} = q(\vec{\mathbf{v}} \times \vec{\mathbf{B}})$; 6) в ; 7) в ; 8) б ; 9) а ; 10) г ; 11) (5,0 0,1)s ; 12) а ; 13) в ; 14) в ; 15) а ; 16) в ; 17) в ; 18) г ; 19) г ; 20) б

8.3

- 1) в ; 2) б ; 3) в ; 4) а ; 5) в ; 6) б ; 7) б ; 8) б ; 9) в ; 10) г ; 11) а ; 12) а ; 13) в ; 14) г ; 15) $\vec{\mathbf{F}} = e(\vec{\mathbf{v}} \times \vec{\mathbf{B}})$; 16) в ; 17) (19,810,08)s. ; 18) в ; 19) г ; 20) г.

III. Измерване на линейни и ъглови величини

Най-простото средство за измерване на линейни размери е линията. С линия може да бъде достигната точност от 1 mm.

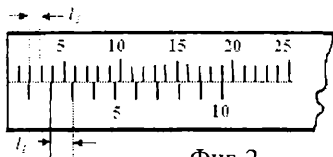


Фиг. 1

Грешката която се допуска при измерване с линия се дължи на: паралакс при отчитането и грешка при определяне на нулевото деление. Паралактичната грешка се получава когато, измерваният предмет се намира на известно разстояние от скалата, и оста на око на наблюдателя не е перпендикулярна на скалата. Грешката свързана с определянето на нулевото деление е свързана с неточност на насяяне на нулевото деление в началото на линията или механично износване на началото на линията. За избягване на тази грешка отчитането може да се започне от

известно деление до друго, след което линейният размер се получава като разлика на крайната минус началната стойност фиг. 1.

По-добра точност, при измерването на линейни размери може да бъде достигната, чрез използването на шублер и микрометър, тъй като при тях се използва нониусна скала. И двата прибора намират приложение в машиностроенето.



Фиг. 2

Нониусът фиг. 2 е приспособление, което се поставя към дадена скала и служи за по-точното отчитане на дробни части от най-малкото деление на скалата. Нониусът може да бъде линеен и дъгов.

Линеен нониус. Нониуса представлява малка допълнителна линейка прикрепена към основната измерителна линейка, която може да се премества по дължината и'. Дължината на деленията на нониусната скала l_1 не е равна на дължината на деленията на линейката l_2 ($l_2 = 1\text{mm}$). Броя на деленията върху нониусната скала n може да бъде 10, 20, 50.... Съотношението между l_1 и l_2 е от вида:

$$(1) \quad n l_1 = (2n - 1) l_2$$

Ако $n = 10$, то дължината на десетте деления от нониусната скала е равна на дължината на 19 деления от скалата на линейката (фиг. 2). Ако $n = 20$ дължината на нониусната скала е 39 деления. За дължината на едно деление от нониусната скала се получава:

$$(2) \quad l_1 = 2l_2 - \frac{l_2}{n}$$

Величината l_2/n се нарича точност на нониуса и се означава с δ . Това означава, че с помощта на нониусната скала може да се измерва дължина с точност δ от стойността на едно деление на скалата на линейката. Ако броя на деленията n на нониусната скала е 10, точността на нониуса е равна на 0.1 mm, при $n = 20$ – точността е 0.05 mm. δ обикновено се означава върху измерителния прибор. От (1) и (2) за δ се получава:

$$(3) \quad \delta = \frac{l_2}{n} = 2l_2 - l_1$$

При измерването на дължини с линейка с нониус, измерваното тяло се поставя така, че единият му край А да съвпадне с нулевото деление на линейката (фиг. 3). До другият му край В се допира нулевото деление на нониусната скала. Тъй като дължината на деленията на линейката и нониуса са различни, то при всяко положение на нониуса спрямо линейката ще има съвпадение на едно от деленията на линейката с деление от нониусната скала.

Нека края на тялото В е между k и $k+1$ деление (фиг.3) на линейката. Тогава дължината на тялото АВ е $k + \Delta L$, където k е цяло число милиметри, а ΔL е неизвестна ($k + 1$) част от милиметъра. Нека с някое от деленията на линейката съвпада m – тото деление от нониусната скала. От (3) се вижда, че разликата на дължината на едно деление от нониуса с две деления от линейката е равна на точността на нониуса δ . Тогава m деления от нониуса ще се различават с $2ml_2$ от скалата на линейката или

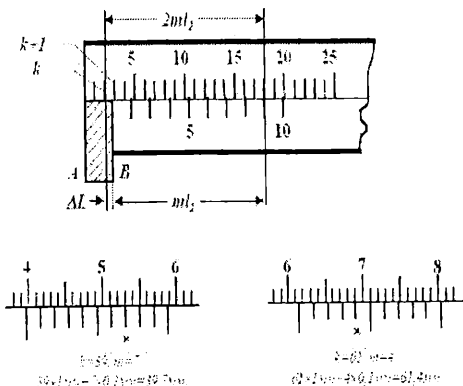
$$(4) \quad \Delta L = 2ml_2 - ml_1 = m(2l_2 - l_1) = m\delta$$

Следователно дължината на тялото АВ е:

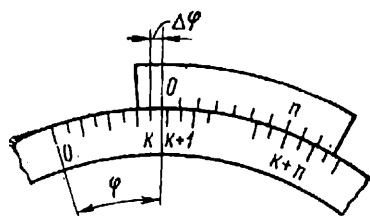
$$(5) \quad L = kl_2 + m\delta$$

Дъгов нониус. Той се отличава от линейния само по формата си. С него се работи по същия начин, както с линейния фиг.4.

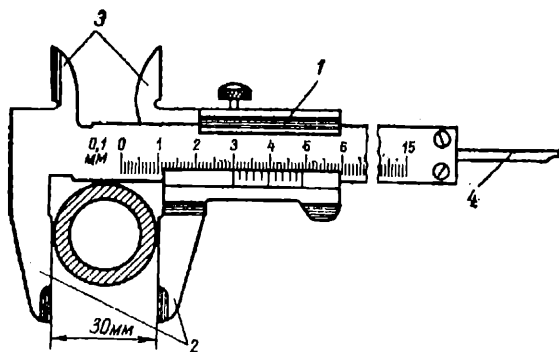
Шублер. Това е измерителен прибор, за измерване на линейни размери с точност от порядъка на 0.5 - 0.1 mm. Състои се от две части, плъзгащи се една спрямо друга. На неподвиж-



Фиг. 3



Фиг.4



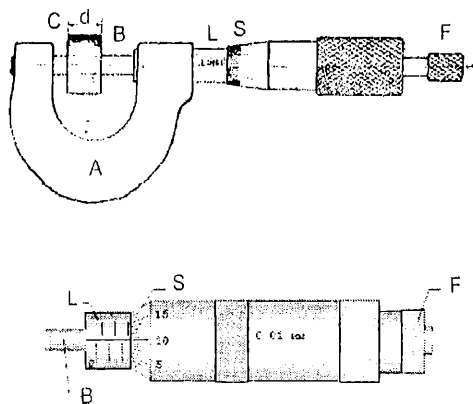
Фиг. 5

ната част е нанесена основната мащабна скала, а на подвижната - но ниусната скала фиг. 4

Микрометър. Микрометърът служи за измерване на диаметъра на тънки проводници, дебелината на пластинки и т.н. с точност от порядъка на 0.01 mm фиг. 5.

Едната част от микрометъра има формата на полудъга, в която измерваният детайл се притиска между един калиброван винт В и срещулежащата основа С. Притискащите

повърхности на винта и основата са прецизно изработени плоскости, перпендикулярни на основата на винта. Стъпката на винта е 0.5 или 1.0 mm. На външния край на винта е прикрепен барабан S, върху ръба на който е нанесена кръгова скала с n деления (50 или 100). Барабанът обхваща неподвижно закрепен за дъгата цилиндър L, по дължината на който е нанесена милиметрова скала с големина на деленията по 0.5 mm. По тази скала се отчита дебелината на измервания детайл само в цяло число скални деления (0.5 или 1.0 mm), а по кръговата скала върху барабана остатъка в стотни части от милиметъра.



Фиг. 6

ра. Тя може да се определи, като се раздели стъпката на микровинта p на броя на деленията n , нанесени върху барабана $k=p/n$. Константата k почти при всички микрометри е 0.01 mm.

Линейното преместване на винта при завъртането му на едно скално деление на кръговата скала се нарича константа на микрометъра.

II. Диференциален манометър

За измерване на малки разлики в налягания $\Delta p = p_1 - p_2$ се използва обикновено U - образен манометър (фиг.7). При еднакви налягания в двете колена на манометъра нивото на течността в тях, съгласно закона за скачените съдове ще бъде еднакво.

Ако едното от колената се свърже със съд налягането, в който е с Δp различаващо се от това в другото коляно, то ще се получи разлика в нивата на течността h ($h = h_1 + h_2$) (фиг.6), така че

$$\Delta p = \rho g (h_1 + h_2) = \rho g h$$

ρ - плътност на течността, g - земното ускорение.

Диференциалният манометър (микроманометър) е видоизменен U - образен манометър. При него едното коляно е цилиндричен съд 1 със сечение S , а другото - тръбичка 2, със сечение s много по-малко от S , наклонена под ъгъл α спрямо хоризонта. Ако налягането в двете колена на манометъра е еднакво, то нивото на течността в тях ще бъде еднакво, съвпадащо с линията OO' (фиг.8).

При повишаване на налягането в цилиндричния съд нивото на течността в него ще спадне с h_1 , а в тръбичката ще се повиши с h_2 , определяща се от обема течност ($V = S h_1$) изместен от съда в

тръбичката ($V = s \Delta l$, $\Delta l = l - l_0$). Разликата в нивата Δl се отчита по милиметровата скала. От равенството

$$S h_1 = s \Delta l$$

за h_1 се получава

$$h_1 = \Delta l \frac{s}{S}.$$

От фиг.6 се вижда, че

$$h_2 = \Delta l \sin \alpha.$$

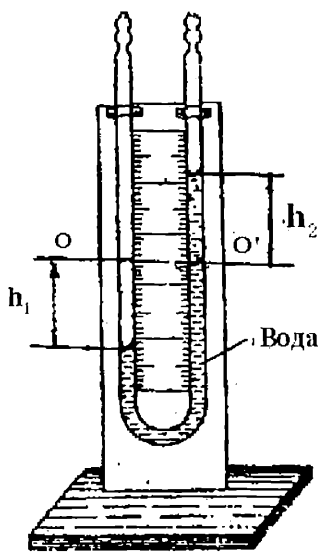
Разликата във височината на нивата в двете колена е

$$h = h_1 + h_2 = \Delta l \left(\sin \alpha + \frac{s}{S} \right).$$

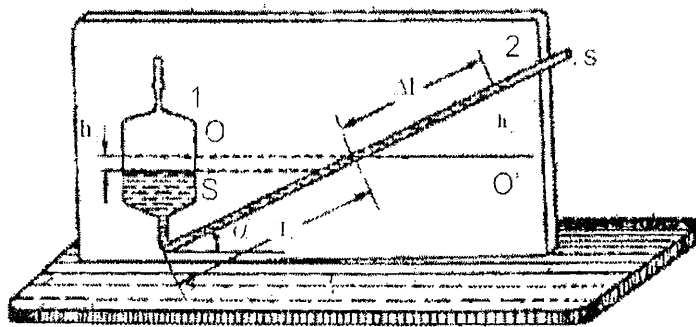
За Δp се получава

$$\Delta p = \rho g \left(\sin \alpha + \frac{s}{S} \right) \Delta l = k \Delta l.$$

За даден манометър $k = \text{const}$, която може да се определи чрез отчитане на



Фиг. 7



Фиг. 8

преместването Δl_0 ,
съответстващо на
известно Δp_0 ,

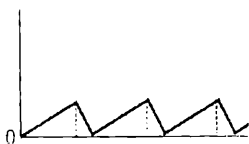
$$k = \frac{\Delta p_0}{\Delta l_0}$$

Съпоставянето
на разгледаните за-
висимости показва,
че чувствителността
на диференциалния
микроманометър е

значително по-голяма от тази на U-образния. Чувствителността нараства с намаляване на ъгъла на наклона α , увеличаване съотношението между сеченията и намаляване плътността на използваната течност.

II 3. Електронно - лъчев осцилоскоп

Основна част на осцилоскопа е електронно - лъчевата тръба, устройството на която е описано в лабораторното упражнение "Определяне на e/m на електрона". В него тази тръба се използва в комбинация с други устройства. Поради малката чувствителност на отклоняващите плочи сигналът към тях се подава посредством усилватели. Освен това в осцилоскопа се вгражда генератор на линейно изменящо се напрежение, графиката на която е показана на фиг.9.



Фиг.9

Ако това напрежение е включено към хоризонтално отклоняващите плочи, за времето на нарастване на напрежението, лъчът ще се движи линейно в хоризонтално направление. Това напрежение се нарича развиващо напрежение (развивка).

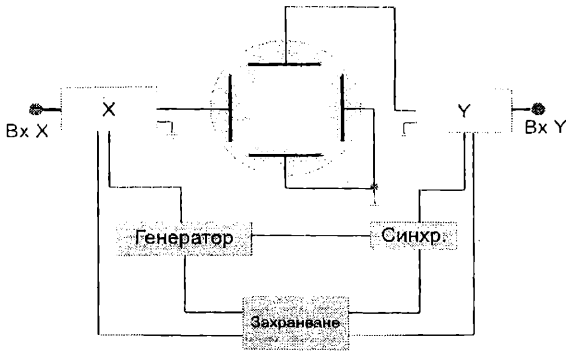
При включване на периодично променливо напрежение към вертикално отклоняващите плочи (вход Y) на екрана ще се наблюдава графиката на това напрежение спрямо времето.

Най-общо основните блокове, изграждащи осцилоскопа, са показани на фиг.10. Усилвателите - ус. X и ус. Y служат за придаване на амплитудата на изследваното напрежение необходимата стойност за забележимо отклонение на лъча. В осцилоскопа се вгражда и блок за синхронизация (фиг.10), който синхронизира работата на генератора на трионообразно напрежение с изследвания процес, т.е осигурява започване на процеса винаги от една и съща точка от графиката, поради което тя се наблюдава неподвижна на екрана.

Генераторът на развиващото напрежение може да се изключва, което дава възможност, например да се наблюдава събирането на две променливи напрежения приложени съответно към вход X и към вход Y.

Като пример може да се разгледа работата със сервисния осцилоскоп С1 - 94.

Основните органи за управление са разположени на лицевата страна фиг.11, в горната част на която се намира екрана на тръбата с вградена пред него прозрачна скала. Тази скала дава възможност за измерване на напрежения във вертикално направление и на интервали от време по хоризонтално направление.



Фиг. 10

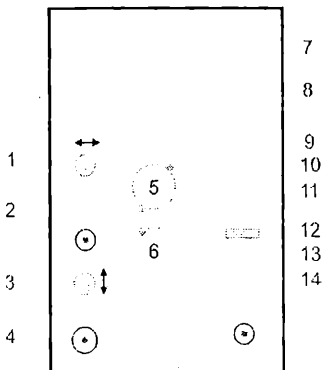
Включването на мрежовото захранване се извършва чрез натискане на бутон 9. Чрез потенциометърът 7 се фокусира електронният сноп, а с потенциометъра 8 се регулира яркостта на светещата линия. Потенциометрите 1 и 3 дават възможност за преместване на картината в хоризонтално и вертикално направление.

Входът на усилвателя по оста Y е свързан на буква 4, а входът по ос X е изведен на задната страна. Чрез превключвателя 6 се изменя на степени коефициента на усилване на усилвателя по Y. На скалата са нанесени стойностите на напрежението (във V или mV), което предизвиква отклонение на лъча на едно деление по вертикалната ос.

Превключвателят 5 изменя времето за преместване на лъча от лявата до дясната граница на екрана. На скалата на превключвателя 5 това време е отбелязано в милисекунди или микросекунди на едно деление от хоризонталната ос. Изборът на времето става чрез бутон 10 (натиснат бутон - микросекунди, не натиснат - милисекунди).

Бутоните 11, 12 и 13 служат за избиране на вида на синхронизирането на развивката. При натиснат бутон 13 движението на лъча се синхронизира с напрежението, подадено на вход 4, което се наблюдава на екрана, при не натиснат - с друго напрежение, което се прилага на букси разположени на задната страна. Бутонът 11 позволява преминаване от периодично към еднократно отклонение на лъча.

С помощта на подобен осцилоскоп могат да се измерват напрежения и амплитудните стойности на променливи напрежения, независимо от тяхната форма, което с волтметър не винаги е възможно. Измерването се извършва като първоначално, без включено външно напрежение, чрез потенциометъра 3 правата линия на екрана се премества до съвпадение с хоризонталната ос на скалата. След



Фиг.11

включване на измерваното напрежение се отчита в деления отклонението на лъча в едната посока спрямо нулевата линия. Произведението от отклонението в деления с множителя, които в даденото положение показва превключвателя 8 определя големината на измерваното напрежение.

Интервали от време се измерват по аналогичен начин. Интервалът от време между две точки от графиката на наблюдаваното напрежение се определя, като разстоянието между тези точки се отчита в деления по хоризонталната ос, след което се умножава с множителят, който показва в даденото положение превключвателят 6. Естествено, за окончателното определяне на интервала от време трябва да се вземе предвид и положението на бутон 10.

Таблица А-1. Международна система измерителни единици – SI (*Système International*)

Величина	Означе- ние	Единици			Връзка с други еди- ници	Размер- ност
		Название				
		Български	Френски (SI)	Озна- чение		
<i>Основни физични величини</i>						
Дължина	l	метър	metre	m		[L]
Маса	m	килограм	kilogram	kg		[M]
Време	t	секунда	second	s		[T]
Електричен ток	I	ампер	ampere	A		[I]
Термодина- мична температура	T	келвин	kelvin	K		[Θ]
Количество вещество	v	мол	mole	mol		[N]
Интензитет на светлината	Y	кандела	candela	cd		[J]
<i>Допълнителни величини</i>						
Равнинен ъгъл	φ	радиан	radian	rad	180 ⁰	0
Простран- ствен ъгъл	θ	стерадиан	steradian	Sr		0
<i>Производни величини със собствено название на единиците</i>						
Честота	$\nu = 1/t$	херц	hertz	Hz	s ⁻¹	[T ⁻¹]
Сила	$F = m \cdot a$	нютон	newton	N	kg.m.s ⁻²	[MLT ⁻²]
Налягане	$p = F/S$	паскал	pascal	Pa	N.m ⁻²	[ML ⁻¹ T ⁻²]
Енергия, работа, топлина	$W = F \cdot r$	джаул	joule	J	N.m	[ML ² T ⁻²]
Мощност	$P = W/t$	ват	watt	W	J.s ⁻¹	[ML ² T ⁻³]
Електричен заряд	$q = I \cdot t$	кулон	coulomb	C	A.s	[TI]
Електричен потенциал и - напрежение	$U = W/q$	волт	volt	V	J.C ⁻¹	[ML ² T ⁻³ I ⁻¹]
Електрично съпротивление	$R = U/I$	ом	ohm	Ω	V.A ⁻¹	[ML ³ T ⁻³ I ⁻²]
Електрична проводимост	$\sigma = 1/R$	сименс	siemens	S	Ω ⁻¹	[M ⁻¹ L ⁻³ T ³ I ²]
Електричен капацитет	$C = q/U$	фарад	farad	F	C.V ⁻¹	[M ⁻¹ L ⁻² T ⁴ I ²]
Магнитна индукция	$B = \Phi_m/S$	тесла	tesla	T	Wb.m ⁻²	[MT ⁻² I ⁻¹]
Магнитен поток	$\Phi_m = B \cdot S$	вебер	weber	Wb	V.s	[ML ² T ⁻² I ⁻¹]
Индуктивност	$L = \Phi_m/I$	хенри	henry	H	Wb.A ⁻¹	[ML ² T ⁻² I ⁻²]
Осветеност	$E_l = \Phi_l/S$	люкс	lux	lx	Lm.m ⁻²	[L ⁻² J]
Светлинен поток	$\Phi_l = Y \cdot \theta$	лумен	lumen	lm	cd.sr	[J]

Други величини			
Величина	Означения	Връзка с основните единици	Размерност
Линейна скорост	$v = l/t$	$m \cdot s^{-1}$	$[LT^{-1}]$
Линейно ускорение	$a = v/t$	$m \cdot s^{-2}$	$[LT^{-2}]$
Импулс	$p = m \cdot v$	$kg \cdot m \cdot s^{-1}$	$[MLT^{-1}]$
Плътност	$\rho = m/V$	$kg \cdot m^{-3}$	$[ML^{-3}]$
Ъглова скорост	$\omega = \varphi/t$	$rad \cdot s^{-1}$	$[T^{-1}]$
Ъглово ускорение	$\epsilon = \omega/t$	$rad \cdot s^{-2}$	$[T^{-2}]$
Момент на сила	$M = F \cdot r$	$N \cdot m$	$[ML^2T^{-2}]$
Момент на импулса	$L = p \cdot r$	$kg \cdot m^2 \cdot s^{-1}$	$[ML^2T^{-1}]$
Интензитет на магн. поле	$H = B/\mu_0$	$A \cdot m^{-1}$	$[L^{-1}I]$
Специфичен моларен топлинен капацитет	$C_{(p,v)} = \{\Delta Q/\Delta t\}_{(p,v)}$	$J \cdot K^{-1} \cdot mol^{-1}$	$[ML^2T^{-2}\theta^{-1}N^{-1}]$
Магнитен диполен момент	$P_m = I \cdot S$	$A \cdot m^2$	$[L^2I]$
Специфична електрична проводимост	$\sigma = 1/\rho_{el}$	$S \cdot m^{-1}$	$[M^{-1}L^4T^3I^2]$
Специфично електрично съпротивление	$\rho_{el} = R \cdot S/l$	$\Omega \cdot m$	$[ML^4T^{-3}I^2]$

Основни физични константи

Константа	Символ	Стойност
Скорост на светлината във вакуум	c	$2,9979 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$
Елементарен електричен заряд	e	$1,6021 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
Маса на електрона	m_e	$9,1091 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
Маса на протона	m_p	$1,6725 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Маса на неутрона	m_n	$1,6748 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Число на Авогадро	N_A	$6,0225 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
Константа на Болцман	k	$1,3805 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
Универсална газова константа	R	$8,3143 \text{ J K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$
Моларен обем на идеален газ при нормални условия	V_0	$2,2414 \cdot 10^{-2} \text{ m}^3 \text{ mol}^{-1}$
Електрична константа	ϵ_0	$8,8544 \cdot 10^{-12} \text{ N}^{-1} \text{ m}^2 \text{ C}^2$
Магнитна константа	μ_0	$1,2566 \cdot 10^{-6} \text{ m kg C}^{-2}$
Гравитационна константа	γ	$6,670 \cdot 10^{-11} \text{ N m}^2 \text{ kg}^{-2}$
Земно ускорение на морското равнище на екватора	g	$9,7805 \text{ m s}^{-2}$
Константа на Планк	h	$6,6256 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$
	$\hbar = h/2\pi$	$1,0545 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$
Специфичен заряд на електрона	e/m_e	$1,7588 \cdot 10^{11} \text{ kg}^{-1} \text{ C}$
Радиус на Бор	A_0	$5,2917 \cdot 10^{-11} \text{ m}$
Комптънова дължина на електрона	λ_C	$2,4262 \cdot 10^{-12} \text{ m}$
Магнетон на Бор	μ_B	$9,2732 \cdot 10^{-24} \text{ J T}^{-1}$
Константа на Ридберг	R_y	$1,0974 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$
Атомна единица за маса	$u.m.a$	$1,6604 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$

Стойности на доверителното отклонение

Таблица 1

	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95	0,98	0,99	0,999	
2	0,158	0,325	0,510	0,727	1,000	1,376	1,963	3,08	6,31	12,71	31,8	63,7	636,6	2
3	0,142	0,289	0,445	0,617	0,816	1,061	1,336	1,886	2,92	4,30	6,96	9,92	31,6	3
4	0,137	0,277	0,424	0,584	0,765	0,978	1,250	1,638	2,35	3,18	4,54	5,84	12,94	4
5	0,134	0,271	0,414	0,569	0,741	0,941	1,190	1,533	2,13	2,77	3,75	4,60	8,61	5
6	0,132	0,267	0,408	0,559	0,727	0,920	1,156	1,476	2,02	2,57	3,36	4,03	6,86	6
7	0,131	0,265	0,404	0,553	0,718	0,906	1,134	1,440	1,943	2,45	3,14	3,71	5,96	7
8	0,130	0,263	0,402	0,549	0,711	0,896	1,119	1,415	1,895	2,36	3,00	3,50	5,40	8
9	0,130	0,262	0,399	0,546	0,706	0,889	1,108	1,397	1,860	2,31	2,90	3,36	5,04	9
10	0,129	0,261	0,398	0,543	0,703	0,883	1,100	1,383	1,833	2,26	2,82	3,25	4,78	10
11	0,129	0,260	0,397	0,542	0,700	0,879	1,093	1,372	1,812	2,23	2,76	3,17	4,59	11
12	0,129	0,260	0,396	0,540	0,697	0,876	1,088	1,363	1,796	2,20	2,72	3,11	4,49	12
13	0,128	0,259	0,395	0,539	0,695	0,873	1,083	1,356	1,782	2,18	2,68	3,06	4,32	13
14	0,128	0,269	0,394	0,538	0,694	0,870	1,079	1,350	1,771	2,16	2,65	3,01	4,22	14
15	0,128	0,258	0,393	0,537	0,692	0,868	1,076	1,345	1,761	2,14	2,62	2,98	4,14	15
16	0,128	0,258	0,393	0,536	0,691	0,866	1,074	1,341	1,753	2,13	2,60	2,95	4,07	16
17	0,128	0,258	0,392	0,535	0,690	0,865	1,071	1,337	1,746	2,12	2,58	2,92	4,02	17
18	0,128	0,257	0,392	0,534	0,689	0,863	1,069	1,333	1,740	2,11	2,57	2,90	3,96	18
19	0,127	0,257	0,392	0,534	0,688	0,862	1,067	1,330	1,734	2,10	2,55	2,88	3,92	19
20	0,127	0,257	0,391	0,533	0,688	0,861	1,066	1,328	1,729	2,09	2,54	2,86	3,88	20
∞	0,126	0,253	0,385	0,524	0,674	0,842	1,036	1,282	1,645	1,960	2,33	2,58	3,27	∞

Таблица 2

Определяне на екстинкцията E от стойностите на коефициента на пропускливост

E		E		E		E		E	
θ%	E	θ%	E	θ%	E	θ%	E	θ%	E
100	0,000	80	0,097	60	0,222	40	0,398	20	0,699
99	0,004	79	0,102	59	0,229	39	0,409	19	0,721
98	0,009	78	0,108	58	0,237	38	0,420	18	0,745
97	0,013	77	0,114	57	0,244	37	0,432	17	0,770
96	0,018	76	0,119	56	0,252	36	0,444	16	0,796
95	0,022	75	0,125	55	0,260	35	0,456	15	0,824
94	0,027	74	0,131	54	0,268	34	0,469	14	0,854
93	0,032	73	0,137	53	0,276	33	0,482	13	0,886
92	0,036	72	0,143	52	0,284	32	0,495	12	0,921
91	0,041	71	0,149	51	0,292	31	0,509	11	0,959
90	0,046	70	0,155	50	0,301	30	0,523	10	1,000
89	0,051	69	0,161	49	0,310	29	0,538	9	1,046
88	0,056	68	0,167	48	0,319	28	0,553	8	1,097
87	0,061	67	0,174	47	0,328	27	0,569	7	1,155
86	0,066	66	0,180	46	0,337	26	0,585	6	1,222
85	0,071	65	0,187	45	0,347	25	0,602	5	1,301
84	0,076	64	0,194	44	0,357	24	0,620	4	1,398
83	0,081	63	0,201	43	0,367	23	0,638	3	1,523
82	0,086	62	0,208	42	0,377	22	0,658	2	1,699
81	0,092	61	0,215	41	0,387	21	0,678	1	2,000

Константи на твърди вещества

Таблица 4

Атомна маса на химичен елемент m_a, m_u	Плътност при 18° C $\rho, \text{kg}/\text{m}^3$	Температурен коэффициент на линейно разширение $\alpha, 10^{-6} \text{K}^{-1}$	Специфичен топлинен капацитет при 18° C $c, \text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$	Коефициент на топло- проводност при 18° C $\lambda, \text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$	Темпера- тура на топене $t, ^\circ\text{C}$	Топлина на топене $q, 10^{-3} \text{J}/\text{kg}$	Темпера- тура на кипене $t, ^\circ\text{C}$
26,97	2720	24,5	896	245	660	396	2600
209,00	9800	13,4	121	79,5	271	52,3	1560
183,92	19300	4,5	134	167	3416	192	-
12,01	-	-	493	164	-	-	-
-	3514	-	-	-	~ 3000	-	-
-	2260	-	1420	0,17	-	-	-
-	1200	3,8	-	-	-	-	-
197,2	19300	14,5	131	310	1063	64,5	2950
55,85	7860	12,5	465	83,4	1530	268	2800
-	7840	11,5	460	50	1300	205	-
-	-	-	-	-	1400	96	-
-	7200	10,5	540	56	1100	-	-
-	-	-	-	-	1200	-	-
193,1	22400	6,6	129	59	2454	138	-
126,92	4940	90	128	-	114	121	184
112,41	8640	41	250	100	1320,9	54,5	767
118,70	7280	27	219	64,5	231,9	60,7	2430
39,1	860	84	755	134	63,4	61,5	762
40,08	1550	-	628	-	850	234	1700
58,94	8800	12,6	419	71	1490	260	3180
24,32	1740	26	1003	171	650	372	1100
54,93	7300	23	505	-	1250	265	2030
63,57	8930	14,2	385	398	1084	204	2560
95,95	10200	5	268	142	2600	290	4700

Таблица 4 - продължение

21. Натрий	22,1	970	70	1210	96,2	97,8	115	883
22. Никел	58,69	8800	13	460	92	1452	300	3100
23. Олово	207,21	11340	29	130	34,8	327,3	22,5	1750
24. Осмий	190,2	22500	5	130	66,8	2700	-	-
25. Паладий	106,71	11500	12	247	71,2	1555	162	-
26. Платина	195,23	21400	9	132	1,05	1773	101	-
27. Порцелан	-	2300	0,4	-	-	-	-	-
28. Сребро	107,88	10510	19,7	233	418,7	1530	-	-
29. Стъкло	-	2600	8,1	778	0,96	960,8	105	2180
30. Стъкло йенско кварцово	-	2210	0,6	727	0,13	1710	-	-
31. Сяра моно- клинна	32,06	1960	-	735	-	118,8	38,5	444,6
32. Сяра ромбична	-	2056	90	715	0,27	112,8	-	-
33. Тантал	180,88	16600	7	138	54,4	3000	-	4100
34. Цинк	65,38	7120	36	387	112	419,5	102	910
35. Бронз (84 Cu, 9 Zn, 6 Sn, 1 Pb)	-	8700	-	167	58,5	900	-	-
36. Сплав на Вуд	-	9700	-	1700	12,54	65,5	35	-
37. Инвар (64 Fe, 36 Ni)	-	7900	2	410	109	-	102	-
38. Константан (60 Cu, 40 Ni)	-	8800	15	386	22,6	-	-	-
39. Менсинг (62 Cu, 38 Zn)	-	8300	18	380	89,5	920	-	-
40. Платина- иридий (90 Pt, 10 Ir)	-	21600	8,9	-	-	1800	-	-
41. Супра инвар (63 Fe, 32 Ni, 5 Co, 0,3 Mn)	-	10	0,3	-	-	-	-	-
42. Сплав на Розе	-	10700	-	167	16,3	95	-	-

Константи на течности

Таблица 5

Течност	Химична формула	Плътност при 18° С $\rho, 10^3 \text{ kg/m}^3$ или g/cm^3	Повърхностно напрежение при 18° С $\sigma, \text{ N/m}$	Динамичен вискозитет $\eta, 10^{-2} \text{ Pa}\cdot\text{s}$	Температурен коефициент на обемно разширение $\beta, 10^{-4} \text{ K}^{-1}$	Специфичен топлинен капацитет при 18° С, $c, \text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$
1	2					
Амилов ацетат	$\text{I-C}_2\text{H}_5\text{COO}\cdot\text{C}_5\text{H}_{11}$	0,873	—	—	—	—
Анилин	$\text{C}_6\text{H}_5\cdot\text{NH}_2$	1,022	0,0405	0,482	8,4	2050
Ацетон	$\text{C}_2\text{H}_5\cdot\text{CO}\cdot\text{CH}_3$	0,791	0,0233	0,033	14,3	2140
Бензол	C_6H_6	0,879	0,0291	0,067	10,6	1710
Бром	Br_2	3,140	0,044	—	11,1	460
Бромформ	CBr_3	2,890	0,501	0,0207	9,1	544
Вода	H_2O	0,999	0,07297	0,1065	1,9	4183
Вода тежка	D_2O	1,105	0,068	0,134	—	4186,8
Глицерин	$\text{C}_3\text{H}_7\text{OH}\cdot\text{C}_2\text{H}_4\text{OH}\cdot\text{C}_2\text{H}_4\text{OH}$	1,260	0,0625	1,50	4,9	2390
Етилов алкохол	$\text{C}_2\text{H}_5\cdot\text{OH}$	0,790	0,022	0,124	11	2390
Етилов етер	$(\text{C}_2\text{H}_5)_2\text{O}$	0,716	0,0164	0,0248	16,2	2350
Етилов ацетат	$\text{C}_2\text{H}_5\cdot\text{COO}\cdot\text{C}_2\text{H}_5$	0,903	0,024	0,0461	13,5	1928
Ксилол	$m - \text{C}_6\text{H}_4\cdot(\text{CH}_3)_2$	0,864	0,0298	0,063	9,9	1676
Метилов алкохол	CH_3OH	0,791	0,0227	0,060	11,9	2407
Метилов ацетат	$\text{CH}_3\cdot\text{COO}\cdot\text{CH}_3$	0,934	0,0242	0,0388	14	2136
Нитробензол	$\text{C}_6\text{H}_5\cdot\text{NO}_2$	1,203	0,0429	0,207	8,3	1465
Пентан	$n - \text{C}_5\text{H}_{12}$	0,626	—	0,0234	16,2	2264
Петрол	—	0,850	0,027	—	9,6	2093,4
Серовъглерод	CS_2	1,265	0,0338	0,0372	11,8	1006
Пропилов алкохол	$\text{C}_3\text{H}_7\cdot\text{OH}$	0,805	0,021	0,234	9,9	2350
Терпентин	—	0,870	0,027	0,219	9,7	1760
Тетрахлорметан	CCl_4	1,590	0,0259	0,1	12,2	837,4
Толуол	$\text{C}_6\text{H}_5\cdot\text{CH}_3$	0,866	0,0284	0,0602	10,2	1730
Хлороформ	CHCl_3	1,489	0,0265	0,058	12,8	942

Константи на газове

Таблица 6

Газ	Плътност при 0°C, 101 325 Pa $\rho, \text{kg/m}^3$	Плътност при 0°C, 101 325 Pa	Специфичен топлинен капацитет при 18°C $c, \text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$	$\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ при 18°C	Критично налягане $p_{кр}, 10^4 \text{Pa}$	Критична температура $t_{кр}, \text{C}$	Темпера- тура на топене t_m, C	Темпера- тура на кипене t_k, C	Обем на газа, който се разтваря в 1 m ³ вода V, m^3
1	2	3	4	5	6	7	8	9	
Азот	1,2505	1063	1,40	343	-147,1	-210,0	-195,8	0,0157	
Амоняк	0,7714	2186	1,31	1168	+132	-77,7	-33,4	702	
Аргон	1,7839	517	1,67	491	-122	-189	-185,8	0,0377	
Ацетилен	1,1709	1685	1,23	628	+35,9	-81,7	-83,6	1,03	
Водород	0,08987	14280	1,41	129	-239,9	-259,2	-252,8	0,0182	
Въглероден диоксид	1,9768	837	1,30	736	+310	-56	-78,5	0,878	
Въглероден окис	1,2500	1042	1,40	353	-139	-205	-191,5	0,0232	
Въздух	1,2928	1005	1,40	373	-140,7	-	-	0,019	
Кислород	1,42895	916	1,40	500	-118,8	-218,8	-183,0	0,031	
Криптон	3,74	-	1,68	550	-62,5	-157	-152,9	0,0624	
Метан	0,7168	2210	1,30	462	-82,5	-183	-161,4	0,0331	
Неон	0,8999	1030	1,64	275	-228,7	-248,6	-246,1	0,0116	
Озон	2,22	-	1,29	-	-5	-251	-112	-	
Серен диоксид	2,9203	635	1,27	785	+157,5	-75,3	-10,0	39,4	
Сероводород	1,5392	1046	-	903	+100,4	-85,6	-60,5	2,58	
Хелий	1,1785	5230	-	23	-267,9	-	-268,9	0,0085	
Хлор	3,22	490	1,36	775	+144	-103	-34	2,299	
Хлороводород	1,6391	800	1,40	845	+51,4	-115	-85,0	442	

Еластични свойства на твърди вещества

Таблица 7

Вещество	Линиен модул (модул на Юнг) $E, 10^{10} Pa$	Равнинен модул (модул на Хлъ- гане) $G, 10^{10} Pa$	Коефициент на Пувсон μ	Граница на еластичност $p_1, 10^7 Pa$	Граница на издържливост $p_2, 10^7 Pa$	Скорост на звуча $v, 10^3 m/s$ 18° C
Алуминий	6,3-7,5	2,3-2,7	0,34	5	10-40	5,1
Бронз	10,6	4,6	-	10	18-80	5,0
Дърво	0,4-1,0	-	-	-	3-22	-
Желязо ковко	20,0-22,0	7,0-8,5	0,28	20	10-60	3-4,0
Стомана	20,0-22,0	8,0-8,3	0,29	20-150	50-160	-
Стоманена струна	-	-	-	-	до 250	5,1
Инвар	14,0	5,6	-	50	78	-
Чугун сив	7,6-13,0	5,0	0,26	6	12-13	-
Злато	7,0-9,5	2,6-3,9	0,42	-	11	2,1
Кварц топен	6,0	-	-	-	12-66	-
Менсинг	8,0-10,0	2,7-3,7	0,35	до 13	10-50	3,2
Мед	10,0-13,0	3,9-4,8	0,35	0,5-20	16-45	3,6
Платина	16,0-17,5	6,0-7,3	0,39	-	24-34	2,8
Сребро	7,0-8,0	2,5-2,9	0,38	15	29	5,0-6,0
Стукло	5,0-8,0	2,8-3,0	0,2-0,3	-	3-9	5,0-6,0
Цинк	8,0-13,0	4,0	0,3-0,3	-	13-20	3,7

Плътност на водата

Таблица 8

$t, ^\circ C$	$\rho, \text{kg/m}^3$	$t, ^\circ C$	$\rho, \text{kg/m}^3$	$t, ^\circ C$	$\rho, \text{kg/m}^3$
0	999,87	12	999,52	24	997,32
1	999,93	13	999,40	25	997,07
2	999,95	14	999,27	26	996,81
3	999,99	15	999,13	27	996,54
4	1000,00	16	998,97	28	996,26
5	999,99	17	998,80	29	995,97
6	999,97	18	998,62	30	995,67
7	999,93	19	998,43	31	995,37
8	999,88	20	998,23	32	995,05
9	999,81	21	998,02	33	994,72
10	999,73	22	997,80	34	994,40
11	999,63	23	997,57	35	994,06

Динамичен вискозитет на водата

Таблица 9

$t^\circ C$	$\eta,$ $10^{-3} \text{Pa}\cdot\text{s}$	$\frac{\Delta\eta}{\Delta t}$	$t^\circ C$	$\eta,$ $10^{-3} \text{Pa}\cdot\text{s}$	$\frac{\Delta\eta}{\Delta t}$	$t^\circ C$	$\eta,$ $10^{-3} \text{Pa}\cdot\text{s}$	$\frac{\Delta\eta}{\Delta t}$	$t^\circ C$	$\eta,$ $10^{-3} \text{Pa}\cdot\text{s}$	$\frac{\Delta\eta}{\Delta t}$
0	1,791	55	19	1,029	24	30	0,802	16	65	0,436	6
5	1,516	42	20	1,005	24	35	0,721	14	70	0,406	5
10	1,306	33	21	0,981	22	40	0,653	11	75	0,579	5
15	1,141	31	22	0,959	22	45	0,596	9	80	0,354	4
16	1,110	29	23	0,937	22	50	0,550	9	85	0,332	3
17	1,081	27	24	0,916	21	55	0,507	7	90	0,315	3
18	1,054	25	25	0,894	18	60	0,470	7	95	0,298	3
19	1,029		30	0,802		65	0,436		100	0,282	

Повърхностно напрежение на водата

Таблица 10

Температура, °C	Повърхностно напрежение σ , $10^{-3} N/m$	Температура, °C	Повърхностно напрежение σ , $10^{-3} N/m$
0	75,49	45	68,6
5	74,91	50	67,8
10	74,35	55	66,9
15	73,26	60	66,0
20	72,53	65	65,1
25	71,73	70	64,2
30	71,03	75	63,3
35	70,29	80	62,3
40	69,54		

Скорост на звука във въздуха

Таблица 11

t , °C	-10	0	10	15	20	25	30	35
v , m/s	325,4	331,6	337,6	340,6	343,5	346,5	349,4	355,1

 c_p и c_v на газове

Таблица 12

Газ	Означение	c_p , J/(kg.K)	c_v , J/(kg.K)	$\gamma = c_p/c_v$
Хелий	He	5230,10	3117,14	1,68
Аргон	Ar	531,37	312,32	1,70
Водород	H ₂	14267,94	10114,25	1,41
Азот	N ₂	1022,29	741,32	1,38
Кислород	O ₂	902,81	625,90	1,38
Въглероден окис	CO	1047,80	748,86	1,40
Водни пари	H ₂ O	2010,28	1545,47	1,30
Метан	CH ₄	2220,88	1698,94	1,31
Хлороформ	CHCl ₃	603,23	533,09	1,13
Етилов спирт	C ₂ H ₆ O	1899,39	1717,63	1,11
Въздух	-	-	-	1,41

Отделителна работа на електрона

Таблица 13

Метал	W, eV	Метал	W, eV
Барий	2,4	Платина	5,3
Барий на волфрам	1,1	Рубидий	2,2
Волфрам	4,5	Сребро	4,3
Германий	4,8	Торий	3,4
Злато	4,3	Торий на волфрам	2,6
Калций	2,8	Цезий	1,8
Молибден	4,3	Цезий на волфрам	1,4
Никел	4,5	Цезий на платина	1,3
Бариев окис	1,0		

Показател на пречупване на някои вещества при 20°C

Таблица 14

Вещество	$\lambda_A =$	$\lambda_B =$	$\lambda_C =$	$\lambda_D =$	$\lambda_E =$	$\lambda_F =$	$\lambda_G =$	$\lambda_H =$
	760,2	6867,2	6562,8	5895,932	5269,98	4861,35	4340,49	3968,50
	Å	Å	Å	Å	Å	Å	Å	Å
	(D)	(O)	(H)	(Na)	(F)	(H)	(H)	(Ca)
Етилов спирт	1,3579	1,3593	1,3599	1,3617	1,3641	1,3662	1,3700	1,3738
Бензол	1,4910	1,4945	1,4963	1,5013	1,5077	1,5134	1,5235	1,5340
Глицерин	1,4646	1,4664	1,4672	1,4695	1,4722	1,4749	1,4789	1,4836
Вода	1,3289	1,3304	1,3311	1,3330	1,3352	1,3371	1,3403	1,3435
Йенско стъкло								
Бор-крон BK 1	1,5049	1,5067	1,5076	1,5100	1,5130	1,5157	1,5202	1,5246
Тежък крон								
SK 1	1,6035	1,6059	1,6070	1,6102	1,6142	1,6178	1,6240	1,6300
Флинт F 3	1,6029	1,6064	1,6080	1,6128	1,6190	1,6246	1,6347	1,6452
Тежък флинт								
SF 4	1,7392	1,7445	1,7473	1,7550	1,7652	1,7747	1,7920	1,8104
Кварцово стъкло SiO ₂	1,4544	1,4560	1,4568	1,4589	1,4614	1,4636	1,4673	1,4709
Каменна сол								
N ₂ CL	1,5368	1,5393	1,5406	1,5443	1,5490	1,5533	1,5609	1,5584

Показател на пречупване на някои вещества при 20°C

Таблица 14

Вещество	$\lambda_A =$	$\lambda_B =$	$\lambda_C =$	$\lambda_D =$	$\lambda_E =$	$\lambda_F =$	$\lambda_G =$	$\lambda_H =$
	760,2	6867,2	6562,8	5895,932	5269,98	4861,35	4340,49	3968,50
	Å	Å	Å	Å	Å	Å	Å	Å
	(D)	(O)	(H)	(Na)	(F)	(H)	(H)	(Ca)
Етилов спирт	1,3579	1,3593	1,3599	1,3617	1,3641	1,3662	1,3700	1,3738
Бензол	1,4910	1,4945	1,4963	1,5013	1,5077	1,5134	1,5235	1,5340
Глицерин	1,4646	1,4664	1,4672	1,4695	1,4722	1,4749	1,4789	1,4836
Вода	1,3289	1,3304	1,3311	1,3330	1,3352	1,3371	1,3403	1,3435
Йенско стъкло								
Бор-крон BK 1	1,5049	1,5067	1,5076	1,5100	1,5130	1,5157	1,5202	1,5246
Тежък крон								
SK 1	1,6035	1,6059	1,6070	1,6102	1,6142	1,6178	1,6240	1,6300
Флинт F 3	1,6029	1,6064	1,6080	1,6128	1,6190	1,6246	1,6347	1,6452
Тежък флинт								
SF 4	1,7392	1,7445	1,7473	1,7550	1,7652	1,7747	1,7920	1,8104
Кварцово								
стъкло SiO ₂	1,4544	1,4560	1,4568	1,4589	1,4614	1,4636	1,4673	1,4709
Каменна сол								
N _a Cl	1,5368	1,5393	1,5406	1,5443	1,5490	1,5533	1,5609	1,5584

ЛИТЕРАТУРА

1. Керачев, П. и др. Ръководство за лабораторни упражнения по физика, София, 1986.
2. Андреев, М., В. Людсканов. Лабораторна физика, София, 1975.
3. Христозов, Д. и др. Лабораторен практикум по физика, София, 1990.
4. Георгиева, И. и др. Записки по лабораторна физика, София, 1984.
5. Ахматов, А. Лабораторный практикум по физике, Москва, 1982.
6. Физический практикум под редакцията на проф. Ивероновой, Ф., Москва, 1962.
7. Kreher, K., M. Krotzsch, H. Schneider. Physikalisches praktikum, Leipzig, 1967.
8. Whittle, R. M., J. Yarwood. Experimental physics, London, 1973.

СЪДЪРЖАНИЕ

ПРЕДГОВОР	3
ВЪВЕДЕНИЕ	4
I. Измерване на физични величини и методи за обработване на експерименталните резултати	4
1. Измерване на физичните величини	4
2. Грешки при измерването на физични величини	5
3. Закон за разпределение на случайните грешки	7
4. Обработка на опитните данни и представянето им	9
5. Графично представяне на опитните резултати	12
6. Грешки при косвени измервания	14
7. Метод на най-малките квадрати	16
8. Правила за записване на резултатите от измерванията	18
2 Механика	20
2.1 Закон за запазване на енергията. Свободно падане на телата - определяне на земното ускорение	20
2.2. Движение на топче в хомогенно гравитационно поле	23
2.3. Изучаване на законите на въртеливото движение на твърдо тяло	27
2.3.1 Определяне на инерчния момент на тяло и дирекционния момент на нишка. Модул на усукване	30
2.3.2. Определяне на инерчния момент на маховик.....	33
2.4. Удар между две тела	37
2.5. Определяне на земното ускорение с обръщаемо махало	40
2.6. Модул на линейна деформация	44
2.7. Определяне на скоростта на разпространение на звука в твърдо тяло	47
2.8. Механични трептения. Резонанс	49
2.9. Определяне скоростта на звука по метода на фазовите разлики	54
3. Молекулна физика и термодинамика	58
3.1. Определяне коефициента на повърхностно напрежение на течности. Изследване зависимостта му от температурата	58
3.2. Определяне на специфичния топлинен капацитет на течност	62
3.3. Определяне отношението c_p / c_v по метода на Клемант и Дезорм	65
3.4. Определяне влажността на въздуха	68
3.5. Определяне динамичния вискозитет на течности	72
3.6. Определяне на средния свободен пробег и ефективния диаметър на въздушни молекули	75
3.7. Определяне на специфичната топлина на изпарение на водата	78
3.8. Поасоново разпределение на случайни величини	81
3.9. Определяне на коефициента на топлопроводност на твърдо тяло	87

3.10. Температурен коефициент на линейно удължение на твърдо тяло	90
4. Електричество	93
4.1. Определяне на относителната диелектрична проницаемост на твърдо тяло по резонансен метод	93
4.2. Измерване с волтметър и амперметър и промяна на обхвата им	95
4.3. Определяне на някои параметри на сегнетоелектрик	98
4.4. Измерване на основни величини при променлив ток	102
4.5. Определяне на температурния коефициент на електрическо съпротивление на метален и полупроводников резистор (термистор).....	107
4.6. Ефект на Пелтие	110
4.7. Определяне ширината на забранената зона на полупроводник по температурния ход на електрическата проводимост	112
4.8. Характеристики на слънчеви батерии	116
4.9. Определяне на статичните характеристики и параметри на биполярен транзистор	120
5. Оптика	123
5.1. Определяне на фокусното разстояние на лещи и системи от лещи	123
5.2. Дифракция на светлината от процеп	127
5.3. Определяне константата на дифракционна решетка. Спектрометър.....	131
5.4. Изучаване на интерференция при ултразвук	136
5.5. Определяне на малки дебелини чрез интерференция от въздушен клин..	141
5.6. Определяне дължината на светлинна вълна с нютонови пръстени	143
5.7. Поляризация на светлината. Закони на Малюс и Брюстер	147
5.8. Дисперсия на светлината. Определяне показателя на пречупване на призма	154
5.9. Поглъщане на светлината	154
5.10. Определяне светлинния добив на електрическа крушка с фотометъра на Улбрихт	157
6. Атомна и ядрена физика	162
6.1. Определяне на специфичния заряд на електрона e/m по метода на магнетрона	162
6.2. Определяне на специфичния заряд на електрона e/m чрез електроннолъчева тръба	165
6.3. Външен фотоефект. Определяне константата на Планк	168
6.4. Определяне потенциалите на възбуждане на атомите. Опит на Франк и Херц	176
6.5. Топлинно излъчване. Определяне константата на Стефан - Болцман	176
6.6. Детектори на йонизиращи лъчения. Гайгер - Мюлеров брояч	179
8. Примерни тестове	186
8.1 Физика първа част	186
8.2 Физика втора част	188
8.3 Физика първа и втора част (едносеместриално обучение)	191

8.4 Отговори на примерните тестове	194
П1. Измерване на линейни и ъглови величини	195
П 2. Диференциален манометър	198
П 3. Електронно - лъчев осцилоскоп	199
П 4. Основни физични константи	202

©Никола Илков, Лъчезар Длъгников

ФИЗИКА

**Ръководство за лабораторни
упражнения**

**Предпечатна подготовка: Н.Илков
София**