

Franck-Hertzův pokus a měření energetických hladin Neonu

Jaroslav Urbář, Miroslav Kaděra, Naďa Zíková, Pavel Motloch, Michal Růžek.

18. června 2003

Kmotr: David TLustý

Abstrakt:

Franck-Hertzův pokus (1914) je experimentální ověření Bohrova modelu atomu. Je to tedy jeden ze základních experimentů atomové fyziky. Pokud vybudíme atom do nějaké vyšší energetické hladiny, nezůstane tam dlouho a asi za 10^{-8} s přechází do nižších stavů za vyzáření kvanta elektromagnetického záření (fotonu) určité vlnové délky. Pokud vlnová délka leží v oblasti viditelného světla, můžeme toto světlo pomocí mřížky rozkládat na jednotlivé monochromatické složky a měřit pomocí goniometru jejich vlnovou délku.

Část I

Franckův - Hertzův pokus:

1 Teorie

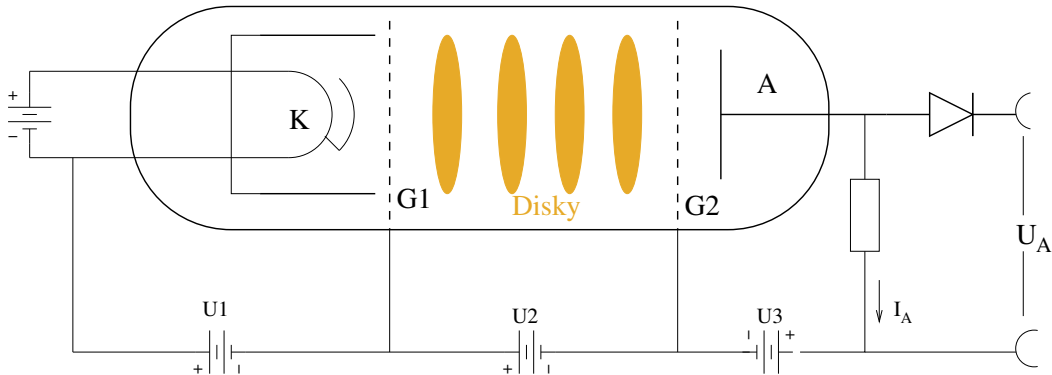
Na přelomu 19. a 20. století zformuloval Max Planck kvantovou hypotézu. Jejím základem je poznatek, že harmonický oscilátor nemůže nabývat spojitě všech hodnot energie. V souvislosti s tímto se nabízel myšlenka, že diskretních hodnot energie nabývají atomy i jiné objekty mikrosvěta (viz. de Broglieova hypotéza, která byla ovšem zformulována později). V teoretické fyzice ze zákonů elektrodynamiky bylo odvozeno, že nabitá částice pohybující se zrychleným pohybem vyzařuje a tím pádem ztrácí energii. Důsledkem toho by bylo zhroucení všech elektronů do jádra za dobu cca 10^{-15} s, což vyvrací Rutherfordův planetární model atomu. V roce 1913 přišel Niels Bohr se zajímavou hypotézou, že elektrony v atomu mohou nabývat pouze diskretních energetických hladin. Při přechodu mezi jednotlivými hladinami dochází k vyzáření fotonu o vlnové délce

$$\lambda = \frac{hc}{E_n - E_m}, \quad (1)$$

kde E_n a E_m je n-tá resp. m-tá energetická hladina. Formulace Bohrových kvantových postulátů našla největší přímé experimentální ověření v pokusech J. Francka a G. Hertze. Myšlenka těchto pokusů je tato:

Atomy nebo molekuly jsou ostřelovány pomalými elektrony, přitom se pozoruje rozložení rychlosti elektronů před srážkou a po ní. Jde-li o pružnou srážku, pak rozdělení rychlosti se srážkou nemění a naopak, při nepružné srážce ztrácí část elektronů svou energii, předává ji atomům, se kterými se srazily, a rozdělení rychlostí se mění. Z těchto pokusů vyplynulo, že:

1. Při rychlostech elektronů menších než je jistá kritická rychlost je srážka plně pružná, to znamená, že elektron nepředává atomu svou energii, ale odrazí se od něho, přičemž mění jen směr rychlosti, neboť hmotnost elektronu je proti hmotnosti atomu zanedbatelná. Tj. dochází pouze k pružné srážce.



Obrázek 1: Schema Franckova-Hertzova pokusu

2. Při rychlostech, které dosahují kritické rychlosti nastane srážka nepružná, to znamená, že elektron ztrácí svou energii a předává ji atomu, který přitom přejde do jiného energetického stavu.

Experimentální schéma je znázorněno na obrázku (1)

Elektrony jsou z katody K emitovány na mřížku G_1 . Mezi K a G_1 je napětí $U_1(0 - 5V)$, které nám jednak vytáhne všechny elektrony z katody na mřížku¹ G_1 a jednak slouží k vyrovnání tzv. *kontaktního potenciálu*. Mezi mřížkou G_1 a mřížkou G_2 je přivedeno urychlovací napětí U_2 . Mezi G_2 a anodou je tzv. brzdné napětí $-U_3$, které slouží k "filtraci" elektronů, které nemají dost energie k překonání $-U_3$ a padají zpátky na mřížku, tj. nejsou přivedeny na anodu a nepřispívají k velikosti proudu I_A měřeného ampérmetrem A . V oblasti mezi G_1 a G_2 dochází k pružným a nepružným srážkám elektronů s atomy Neonu.

2 Postup a výsledky měření:

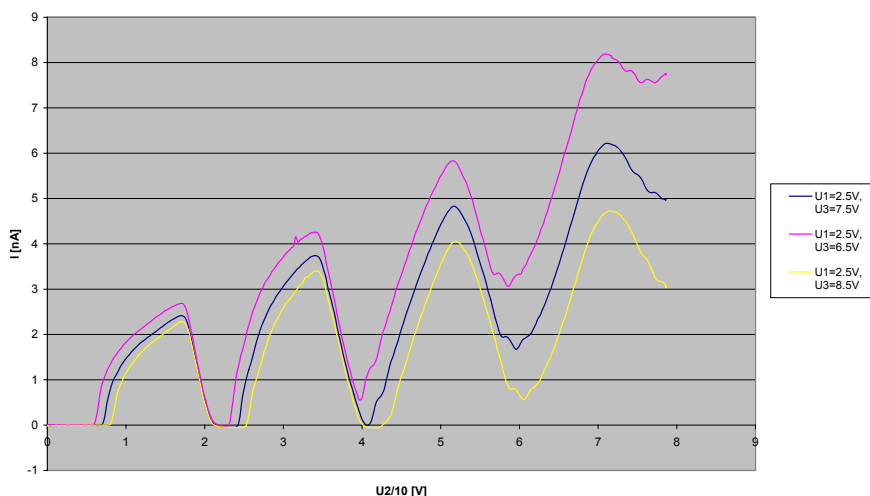
Měření jsme provedli dvěma způsoby:

2.1 Delší časový interval (30 s)

Nastavili jsme U_1 a U_3 na určitou hodnotu a sledovali jsme závislost proudu I_A na napětí U_2 . Vzhledem k tomu, že proud je velmi malý (řádově nA), je velmi obtížné ho měřit standardním galvanometrem. Proto ve zdroji je toto realizováno tak, že malý proud je analogovými integrovanými obvody převeden na napětí (řádově mV). Takže měříme napětí U_A a pokládáme $U_A \sim I_A$. Tuto závislost jsme nezávisle na sobě měřili na XY zapisovači a na PC. Ve všech případech narůstá anodový proud se zvyšujícím se urychlovacím napětím U_2 . Jakmile ale dosáhne určité kritické hodnoty E_k (nazýváme *Excitační energii*), specifické pro každý plyn, začne docházet k nepružným srážkám a podle Bohrovy teorie předá elektron atomu svoji energii. Ten se vybudí do vyšších hladin a ihned přechází do nižších za emise elektromagnetického záření. Pokud je napětí U_2 vysoké (několikanásobně větším než excitační energie plynu), elektron ztratí energii, je opět urychlován až na excitační energii a dojde k další nepružné srážce atd. V případě Neonu pozorujeme v místě nepružných srážek oranžové disky mezi G_1 a G_2 , viz. obr. (1). To je viditelná oblast záření. Voltampérová charakteristika je uvedena v grafu (2.1).

V grafu vidíme několik peaků a údolí. V legendě jsou uvedeny různé hodnoty pro měření U_1 a U_3 . K zobrazenému uspořádání dochází v důsledku jevů popisovaných v minulém odstavci. Z

¹Uvědomme si, že emitované elektrony se řídí Maxwell-Boltzmannovým rozdělením, rychlostí, resp. energií a tedy ne všechny elektrony mají stejnou hybnost.



Obrázek 2: Voltampérová charakteristika Franck-Hertzovy výbojky.

Popis	Poloha [V]	Exc. energie [eV]
1. Vrchol	18.8	
2. Vrchol	37.1	18.3
1. Malý hrbol	42.2	23.4
3. Vrchol	56	18.9
2. Malý hrbol	58.4	21.3
3. Malý hrbol	61.4	24.3

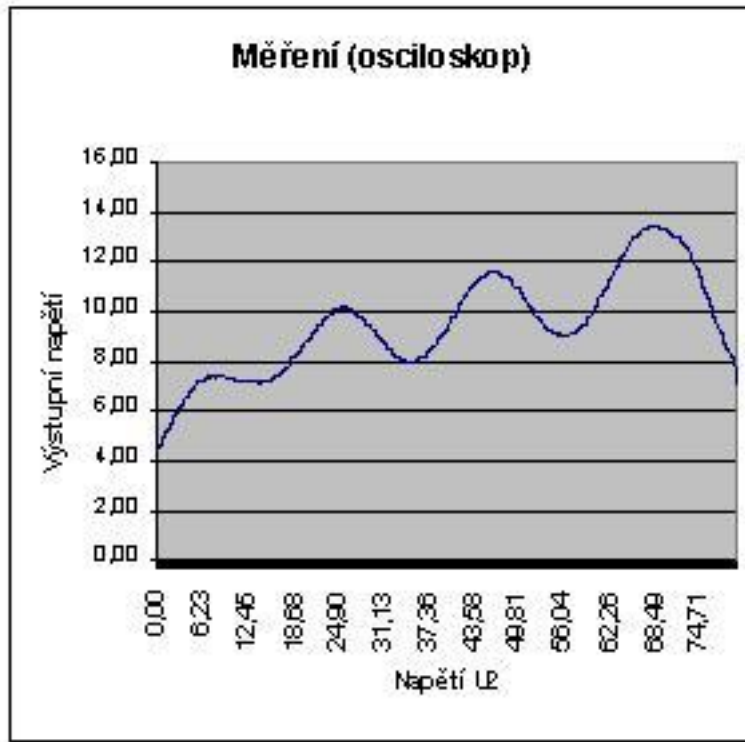
Tabulka 1: Polohy nepružných srážek a energetické hladiny excitovaného neonu

menších peaků lze rozpoznat další, méně časté přechody. Poklesy proudu odpovídají na x-ové ose excitační energii Neonu. Výsledky jsou uvedeny v tabulce č.1: První rozdíl nepočítáme, neboť zde nám působí kontaktní potenciál mezi G_1 a katodou. Takže vidíme, že excitační energetické hladiny Neonu jsou **18.3, 18.9, 21.3, 23.4, 24.3 eV**. První tři údaje skutečně jsme našli ve spektroskopické tabulce, ale světelných přechodů jsou kvůli výběrovým pravidlům schopny jen hladiny 18.3 a 18.9 eV.

2.2 Kratší časový interval: 0.025 s

Zde je způsob měření stejný. Provádí se ale osciloskopem a měření voltampérové charakteristiky probíhá s frekvencí 40 Hz a promítá se na osciloskop. Výsledky jsou uvedeny v grafu (2.2)

Z grafu vidíme, že výsledky se oproti předchozímu značně liší. Malé hrbolky zde nejsou vidět a rovněž minima neodpovídají nulovým proudům.



Obrázek 3: Voltampérová charakteristika Franck-Hertzovy výbojky měřená osciloskopem.

Část II

Měření energetických hladin Neonu:

3 Teorie:

Franckův-Hertzův pokus nám dává informaci o tom, že Neon byl vybuzen na energii přibližně 18,3 eV a 18,9 eV. Z existence tzv. spinorbitální vazby (interakce mezi orbitálním momentem hybnosti elektronu a spinem jádra) plynou tzv. *výběrová pravidla*, která znějí:

Atom může samovolně přecházet na nižší energetické hladiny pouze za podmínky

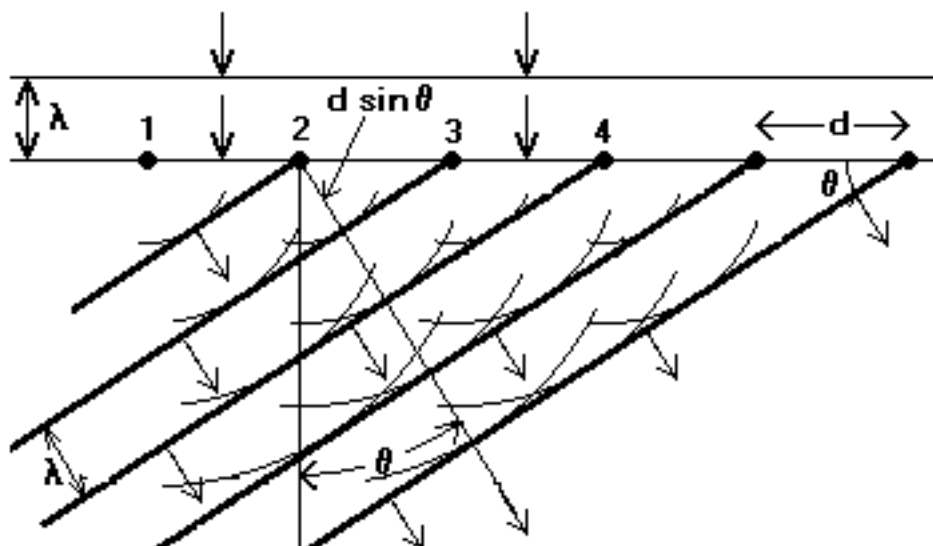
$$\begin{aligned} \Delta l &= 0, \pm 1 \\ l = 0 &\nrightarrow l = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

Toto pravidlo nám pomůže při sestavení energetického spektra neonu. Ve Franck-Hertzově trubici jsme viděli, že neon září ve viditelném spektru. Toto světlo můžeme rozložit na optické mřížce a pomocí přesného goniometru určit vlnové délky λ a ze vztahu (1) rozdíly mezi energetickými hladinami.

3.1 Určení vlnové délky spektrálních čar neonu:

Dopadá-li světlo na optickou mřížku je ohýbáno podle obrázku (). Vlnovou délku spočteme podle vztahu:

$$\lambda = d \sin(\epsilon) \quad (3)$$



Obrázek 4: Ohyb světla na mřížce

Problémem je ovšem přesné určení úhlu ϵ . Ten určíme pomocí přesného goniometru, který měří s přesností na úhlové vteřiny. Jeho hrubé schéma je na obrázku ().

Mřížku natočíme, tak aby úhel ϵ nezávisel na úhlu α , tj. tzv. *úhel nejmenší deviace*. Ten nalezneme experimentálně v goniometru. Potom platí rovnice (3). Dosazením (1) do (3) dostaneme:

$$\frac{hc}{E} = d \sin(\epsilon) \Rightarrow E = \frac{hc}{d \sin(\epsilon)} \quad (4)$$

Odečtením (4) od 18.3 nebo 18.9 eV dostaneme při repektování výběrových pravidel (2) energetické hladiny Neonu.

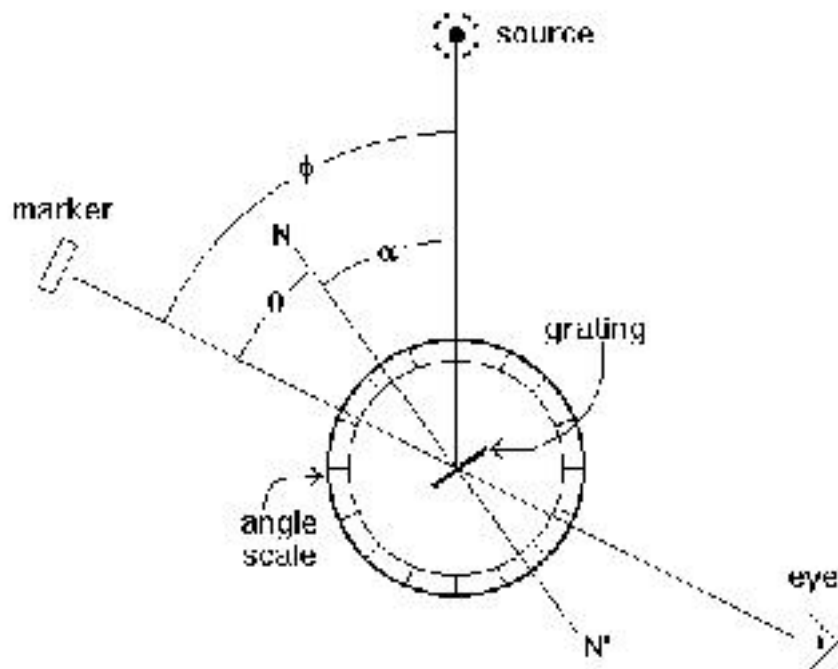
4 Postup a výsledky měření:

Jako zdroj světla je použita Geisslerova neonová trubice napájená Ruhmkorfovým induktorem. Toto světlo rozkládáme mřížkou s mřížkovou konstantou $d = 1.693 \cdot 10^{-6}$ m. Naměřili jsme celkem 21 spektrálních čar ve viditelné oblasti. Výsledky měření jsou uvedeny v tabulce (2):

Část III

Závěr:

Z tabulky (4) vidíme, že kromě energetických hladin 18.3 eV a 18.9 eV existují ještě nižší energetické hladiny a z výběrových pravidel lze odvodit, že mezi hladinami 18.3 eV a 18.9 eV existuje ještě více hladin, ze kterých potom atomy neonu přecházejí na hladiny mezi cca 16.5 - 17 eV. Ze spektrografické tabulky vidíme, že tyto hladiny jsou 4 s energiemi 16.619, 16.671, 16.716 a 16.848 eV. Výběrová pravidla zakazují přímý přechod z hladin 18.3 a 18.9 eV na základní hladinu neboť oběma dvěma hladinám přísluší orbitální moment hybnosti $l = 0$.



Obrázek 5: Schéma měření vlnové délky spektrálních čar

$\epsilon[^\circ]$	$\lambda[nm]$	$E[eV]$	$\epsilon[^\circ]$	$\lambda[nm]$	$E[eV]$
17.788	517	2.40	20.25	586	2.12
18.016	523	2.37	20.441	591.4	2.10
19.957	550	2.256	20.597	596	2.08
19.212	557	2.23	20.747	600	2.07
19.322	560.3	2.21	20.832	602	2.06
19.51	565.5	2.20	21.006	607	2.04
19.633	568.95	2.18	21.068	608.7	2.04
19.83	574	2.16	21.402	617	2.01
19.958	578	2.15	21.487	620.2	2.00
20.039	580.2	2.14	21.786	628	1.97

Tabulka 2: Tabulka emisních spekter neonu.

Reference:

- [1] E.V. Špolskij – Atomová fyzika I., II., Technicko – vědecké vydavatelství, Praha 1952
- [2] Haken, Wolf – The Physics of Atoms and Quanta – Springer, Berlin 1998
- [3] Prof. Z. Janout, S. Pospíšil, J. Kubašta – Úlohy z jaderné a subjaderné fyziky, Skriptum
FJFI – Vydavatelství ČVUT, Praha 1997
- [4] Úlehla, Suk, Trka – Atomy, Jádra, Částice, Academia, Praha 1987

Poděkování:

Děkujeme Prof. Ing. Zdeňku Janoutovi CSc. za vynikající přednášku k úvodu do Kvantové Mechaniky.