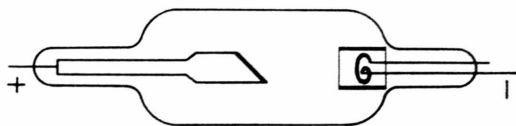


Druhá časť Röntgenovho žiarenia, žiarenie charakteristické, je vydávané atómami antikatódy, ktoré boli aktivované elektrónmi dopadajúcimi na antikatódu. Charakteristické Röntgenove žiarenie má čiarové spektrum, t. j. je to superpozícia elektromagnetických vlnení s celkom určitými vlnovými dĺžkami. Spektrum Röntgenovho žiarenia získal ako prvý M. Laue r. 1912 ohybom (difrakciou, pozri 1.7.7) tohto žiarenia na prirodzenej priestorovej mriežke tvorenej pravidelným usporiadaním atómov v kryštáloch.

V obyčajnej, tzv. *iónovej* Röntgenovej lampe vodičom prúdu je veľmi zriedený plyn. Pri veľkom zriedení pre vznik katódových, a teda aj Röntgenových lúčov je potrebné, aby na elektródach lampy bolo dosť vysoké napätie, takže v iónovej lampe vznikajú pomerne tvrdé Röntgenove lúče, avšak s malou intenzitou, lebo odpor lampy je veľký, a teda primárny elektrónový prúd slabý. Pre účely vedecké aj praktické je potrebné, aby tvrdosť a intenzitu Röntgenových lúčov bolo možné meniť spôsobom od seba nezávislým. Tejto požiadavke vyhovujú len Röntgenove lampy dokonale evakuované, vybavené však katódami žeraviteľnými elektrickým prúdom z pomocného zdroja (obr. 5.11). Takáto Röntgenova lampka je vlastne najjednoduchšia elektrónová lampka (elektrónka) pre vznik Röntgenovho žiarenia vhodne dimenzovaná a upravená; vo všeobecnosti — pretože má len dve elektródy — nazýva sa *diódou*.



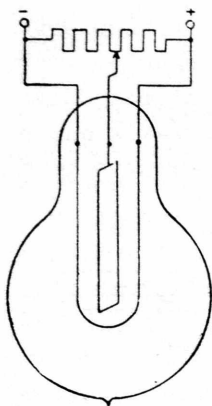
Obr. 5.11.

5.5. Elektrónky. Elektrónky (elektrónové lampy) sú založené na termo-elektrónovej emisii (pozri čl. 5.1), ktorú objavil Edison¹⁾ pri svojich pokusoch so žiarovkou. Edison zistil r. 1883, že vo vzduchoprázdnej elektrickej žiarovke môže prechádzať pomerne dosť silný prúd smerom od kovovej dosky, ktorá bola do žiarovky vpravená, k rozžeravenému uhlíkovému vláknu, keď potenciál dosky je pozitívnejší než aspoň krátky úsek vlákna. Schéma zapojenia príslušného pokusného zariadenia je na obr. 5.12. Edisonov poznatok použil pri konštrukcii diódy J. A. Fleming r. 1904.

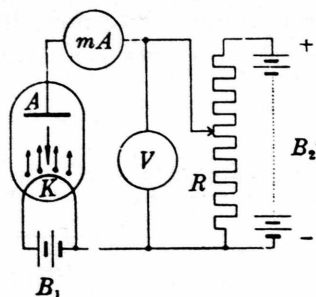
Dióda v najjednoduchšom prípade je veľmi dobre evakuovaná sklená banka

¹⁾ Thomas Alva Edison (1847—1931), americký vynálezca a podnikateľ. Ako 12 ročný chlapec bol predavačom novín, potom novinárom a telegrafným úradníkom. Pritom sa zaoberal fyzikou a mechanikou. Od 21. roku svojho veku venoval sa úplne svojej činnosti vynálezcu. So svojimi spolupracovníkmi získal asi 1 300 patentov, medzi nimi asi 20 základného významu (telegraf, písací stroj, fonograf, mikrofón, žiarovka, dynamo, filmovací aparát, akumulátor, helikoptéra a m. i.)

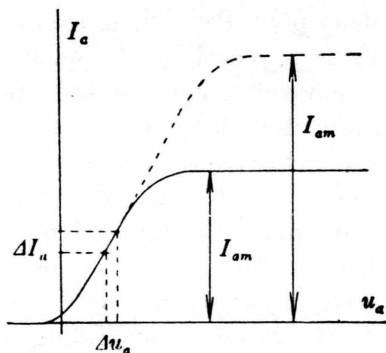
s dvoma elektródami a s troma vývodmi (obr. 5.13). Jej volfrámová *katóda* K sa rozžeravuje pomocou nízkovoltovej *žeraviacej batérie* (alebo pomocou žeraviaceho vinutia transformátora) o ems. 2 až 6 voltov na vysokú teplotu asi $2\,100\text{ }^{\circ}\text{C}$. Katóda je obklopená valcovitou alebo katódu ináč obklopujúcou nežeravenou *anódou* A . Keď je anóda pripojená k zápornému koncu katódy, rozžeravenou katódou emitované elektróny utvoria okolo nej záporný priesto-



Obr. 5.12.



Obr. 5.13.



Obr. 5.14.

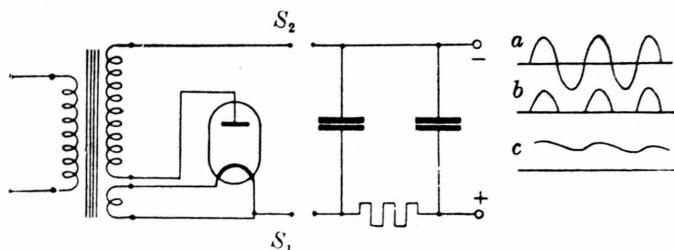
rový náboj (tzv. *elektrónový mrak*), ktorý svojím odpudivým účinkom zabraňuje emisii ďalších elektrónov. V tom prípade len veľmi málo elektrónov dostane sa až k anóde, takže v okruhu anódy je len veľmi slabý elektrický prúd, ktorý zmenšením potenciálu anódy asi na -2 V (vzhľadom na záporný koniec katódy) možno prakticky úplne potlačiť. Keď však potenciál anódy udržíme na vyššej hodnote, elektróny z okolia katódy sú priťahované k anóde a tvoria tzv. *anódový prúd* I_a (opačného smeru vzhľadom na pohyb elektrónov nesúcich záporný náboj). Pri malom anódovom napätí len časť elektrónov emitovaných katódou za jednotku času sa dostane až k anóde a anódový prúd je malý. S rastúcim anódovým napätím u_a zväčšuje sa aj anódový prúd I_a , až pri určitom napätí u_{am} , ktoré sa s teplotou vlákna tiež zväčšuje, všetky katódou emitované elektróny sa dostanú až k anóde a cez diódu prechádza *prúd nasýtenia* I_{am} , závislý len od emisnej schopnosti katódy (pri jej konštantnej teplote). Závislosť $I_a = f(u_a)$, ktorej priebeh pre dve rôzne teploty katódy je znázornený na obr. 5.14, nazýva sa *charakteristika* anódového prúdu diódy.

Tzv. *diferenciálny vnútorný odpor* diódy R sa definuje ako podiel zväčšenia anódového napätia Δu_a a príslušného zväčšenia anódového prúdu ΔI_a v priamkovej časti charakteristiky diódy. Vo všeobecnosti tento odpor je určený vzorcom

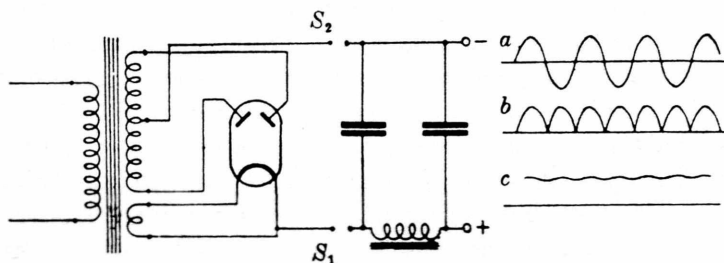
$$R = \lim_{\Delta u_a \rightarrow 0} \frac{\Delta u_a}{\Delta I_a} = \frac{du_a}{dI_a} \quad (1)$$

pričom sa predpokladá, že žeravenie katódy ostalo nezmenené. Diferenciálny vnútorný odpor diódy definovaný vzorcom (1) treba rozlišovať od jej integrálného odporu, ktorý je určený podielom u_a/I_a .

Keď „anóda“ diódy má vzhľadom na jej „katódu“ záporný potenciál, odpudzuje elektróny, ktoré emituje „katóda“, takže v tom prípade cez diódu elektrický prúd nemôže prechádzať. Pri striedavom napätí medzi anódou a katódou uplatňuje sa teda dióda ako *ventil*, ktorý prepúšťa prúd len v jednom smere. Táto vlastnosť diódy (ktorá sa v tom prípade nazýva aj *kenotrón*) sa využíva na usmerňovanie striedavých prúdov. Príslušné zapojenie podáva obr. 5.15.



Obr. 5.15.

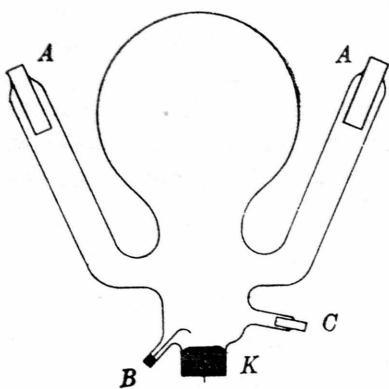


Obr. 5.16.

Zo svoriek S_1 a S_2 , keď zariadenie je pripojené na zdroj striedavého prúdu s časovým priebehom napätia podľa obr. 5.15a, môžeme odoberať silne pulzujúci a prerušovaný jednosmerný prúd s časovým priebehom podľa obr. 5.15b. Pulzovanie usmerneného prúdu možno veľmi podstatne omedziť pripojením filtra zloženého z dvoch kondenzátorov so značnou kapacitou a z odporu alebo tlmivky (obr. 5.15c).

Zapojenie dvojitej diódy (*duodiódy*) do usmerňovacieho zariadenia a jeho funkciu podáva obr. 5.16. Prúd prechádza duodiódou od tej anódy, ktorej potenciál vzhľadom na katódu v danom okamihu je kladný.

Veľkou nevýhodou diód pri usmerňovaní striedavých prúdov je, že napätie medzi ich elektródami v dôsledku vzniku záporného priestorového náboja musí byť dosť veľké, ak má nimi prechádzať väčší prúd. Táto okolnosť vedie k značným energetickým stratám, teda k zmenšeniu účinnosti usmerňovača, najmä, pri nízkych napätiach. Pri vhodnom konštrukčnom vyhotovení znesú



Obr. 5.17.

však — na diódach založené — tzv. *vákuové usmerňovače* veľmi vysoké napätie medzi anódou a katódou v tej polovici periódy, v ktorej cez diódu prúd neprechádza, lebo vznik iónov je v dôsledku veľmi nízkeho tlaku zvyškov plynu v elektrónke (10^{-7} až 10^{-8} torr) prakticky vylúčený. Pre tieto okolnosti sa kenotróny používajú na zhotovovanie usmerňovacích zariadení pre vysoké napätia a malé výkony.

Na usmerňovanie silných prúdov lepšie než kenotróny sa osvedčujú *ortuťové usmerňovače*, ktoré vynášiel Hewitt r. 1901. Dvojcestný ortuťový usmerňovač je sklená nádoba tvaru

naznačeného na obr. 5.17. Jeho katódou je vrstva ortuti *K* na dne nádoby; anódy *A* tvoria tuhovité alebo železné valce. Elektróda *B* slúži na „zapálenie“ usmerňovača. Prúd sa za tým účelom vedie najprv cez ortuťový mostík, ktorý sa vytvorí medzi touto elektródou a katódou. Keď sa potom mostík naklonením banky preruší, oblúkom vzniknutým v mieste prerušenia sa ortuť silne rozžeraví a začne emitovať elektróny. Elektróny, ktoré sa priťahujú striedavo k obidvom anódam, ionizujú na svojej ceste pary ortuti, ktoré sú v usmerňovači už tiež prítomné. Vysokú teplotu povrchu katódy po zapálení usmerňovača udržiavajú kladné ióny ortuti prudko dopadajúce na povrch katódy. Pomocná anóda *C* slúži na zachovanie vysokej teploty povrchu katódy, keď je na nejaký čas hlavný okruh prerušený. V ortuťovom usmerňovači môže prúd prechádzať len od anódy ku katóde. V opačnom smere prúd ísť nemôže, lebo anódy, ktorých teplota pri ich vhodnom ochladzovaní je nízka, elektróny neemitujú.

Na usmerňovanie striedavého prúdu sa často používajú aj *gazotróny*, ktorých katóda je podobne ako pri vákuových elektrónkach žeravená prúdom zo samostatného zdroja. Gazotróny sú plnené buď inertným plynom (argón, neón, hélium), alebo parami ortuti. V poslednom prípade sa do banky dáva kvapôčka ortuti, nad ktorou sa vytvoria jej nasýtené pary.

V porovnaní s *kenotrónmami*, vákuovými usmerňovačmi, hlavnou výhodou ortuťových usmerňovačov a gazotrónov je malý spád napätia, ktoré je v nich

pri prevádzke. Ako sme už povedali, väčší spád napätia vo vákuových prístrojoch súvisí so vznikom záporného priestorového náboja, tvoreného mra-
kom elektrónov postupujúcich od katódy k anóde. V plynových (iónových)
zariadeniach je tento záporný priestorový náboj neutralizovaný nábojom
kladných iónov. Spád napätia v rôznych plynových výbojových prístrojoch
je asi 10—25 V.

Aby sme si objasnili vznik záporného priestorového náboja vo vákuovej dióde a jeho
vplyv na činnosť diódy, majme pre jednoduchosť na mysli diódu, ktorej dve elektródy
sú tvorené dvoma vzájomne rovnobežnými kovovými doskami, z ktorých jedna (anóda)
má nízku teplotu a druhá (katóda) je nejakým spôsobom žeravená, takže emituje elek-
tróny s plošnou hustotou i_n .

Nech je medzi anódou a katódou diódy napätie u_a a diódou nech prechádza prúd I_a .
Za tohto stavu medzi elektródami diódy je elektrické pole vyplnené elektrónovým
mrakom, v ktorom objemová hustota elektrického náboja nech je ϱ , a v priestore medzi
elektródami diódy je splnená 1. Maxwellova rovnica elektromagnetického poľa (1.9.4),
div $\mathbf{D} = \varrho$.

Táto rovnica v našom prípade je rovnocenná s rovnicou $\text{div } \mathbf{E} = \frac{\varrho}{\varepsilon_0}$ a s ohľadom
na vzťah medzi potenciálom a intenzitou elektrického poľa, $\mathbf{E} = -\text{grad } V$, aj s rovnicou

$$\Delta V = -\frac{\varrho}{\varepsilon_0} \quad (\text{a})$$

Za účelom jej ďalšej úpravy a riešenia voľme os X pravouhlého súradnicového systému
kolmo na rovinné elektródy diódy a orientujme ju k anóde. Za predpokladu, že vzá-
jomná vzdialenosť elektród diódy je malá, takže elektrické pole medzi nimi je prakticky
homogénne, rovnicu (a) môžeme potom písať takto:

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{\varrho}{\varepsilon_0} \quad (\text{b})$$

Keď v je rýchlosť pohybu elektrónov, všade rovnakú hustotu prúdu i v dióde vy-
jadruje súčin $i = -qv$. Použitím tohto vzťahu rovnicu (b) môžeme prepísať na tvar

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = \frac{i}{\varepsilon_0 v} \quad (\text{c})$$

Vyslovíme ešte predpoklad, že elektróny, ktorých hmota je m a ich náboj má abs.
hodnotu e , opúšťajú povrch katódy so zanedbateľne malou rýchlosťou. Zo zákona o za-
chovaní energie $\frac{1}{2} mv^2 = eV$ potom vyplýva, že rýchlosť elektrónov medzi elektródami

diódy v mieste, kde potenciál poľa je V , je $v = \sqrt{\frac{2eV}{m}}$. Tento vzťah umožňuje vylúčiť
z rovnice (c) premennú rýchlosť elektrónov, ktorá pri ich postupe k anóde sa ustavične
zväčšuje. Dostávame tak rovnicu

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = \frac{i}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} \cdot V^{-\frac{1}{2}} = C_1 V^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{d})$$

v ktorej činiteľ $C_1 = \frac{i}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}}$ pri danom napätí u_a na anóde diódy je konštanta.

Vynásobením pravej strany poslednej rovnice súčinom $2 \, dV$ a ľavej strany súčinom $2 \frac{dV}{dx} dx$ a s ohľadom na to, že $2 \frac{d^2V}{dx^2} \cdot \frac{dV}{dx} dx = d \left(\frac{dV}{dx} \right)^2$, dostávame ďalej

$$d \left(\frac{dV}{dx} \right)^2 = 2C_1 V^{-\frac{1}{2}} dV$$

z čoho integrovaním vychádza rovnica

$$\left(\frac{dV}{dx} \right)^2 = 4C_1 V^{\frac{1}{2}} + C_2 \quad (e)$$

V tejto rovnici integračná konštanta C_2 znamená zrejme druhú mocninu abs. hodnoty intenzity elektrického poľa tesne pri povrchu katódy.

Pri ďalšom riešení rovnice (e) omedzíme sa na prípad, že napätie na anóde diódy u_a je ešte také malé, že diódou prechádza prúd, ktorý je len malým zlomkom prúdu nasýtenia. Za tohto stavu intenzita elektrického poľa tesne pri povrchu katódy, kde objemová hustota katódou stále emitovaných elektrónov je veľká, môže byť len veľmi malá, lebo inakšie by v celom priestore medzi elektródami diódy rovnaká prúdová hustota diódou prechádzajúceho prúdu bola veľká, čo je v rozpore s už vysloveným predpokladom. Konštantu C_2 v rovnici (e) volíme preto rovnú nule. Ďalšou integráciou takto upravenej rovnice, t. j. rovnice

$$V^{-\frac{1}{2}} dV = 2 \sqrt{C_1} dx$$

prizerajúc aj k okolnosti, že pre $x = 0$ je aj $V = 0$, dostávame rovnicu

$$V^{\frac{3}{2}} = \frac{3}{2} \sqrt{C_1} x$$

alebo

$$V = \left(\frac{3}{2} \sqrt{C_1} \right)^{\frac{4}{3}} x^{\frac{4}{3}} \quad (f)$$

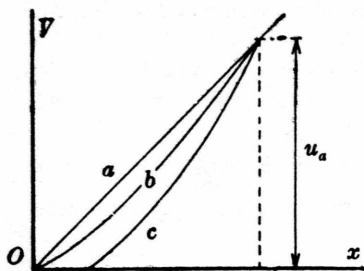
Napätie anódy u_a , keď vzájomná vzdialenosť elektród diódy je d , je teda

$$u_a = \left(\frac{3}{2} \sqrt{C_1} \right)^{\frac{4}{3}} d^{\frac{4}{3}} \quad (g)$$

Závislosť hustoty i diódou prechádzajúceho prúdu od anódového napätia u_a dostaneme, keď v rovnici (f) píšeme opäť $C_1 = \frac{i}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}}$. Vychádza:

$$i = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{1}{d^2} u_a^{\frac{3}{2}} \quad (h)$$

Podľa tohto výsledku pri malých anódových napätiach hustota diódou prechádzajúceho prúdu je úmerná anódovému napätiu u_a , umocnenému zlomkom $\frac{3}{2}$. Tento výsledok sme dostali pre rovinné elektródy. Podobným postupom možno dokázať, že napríklad aj medzi valcovitými elektródami je i úmerné tejže mocnine u_a .



Obr. 5.18.

Pri odvodzovaní rovnice (h) sme predpokladali, že elektróny opúšťajú katódu s nulovou rýchlosťou, čím pre závislosť potenciálu V od vzdialenosti od katódy x sme dostali vzorec (f), znázornený krivkou b na obr. 5.18. V skutočnosti sa táto rýchlosť nerovná nule, čo má za následok, že v okolí katódy vzniká slabé brzdiace pole, ktoré elektróny prekonávajú na účet svojej kinetickej energie, takže skutočnú závislosť potenciálu od vzdialenosti x lepšie vyjadruje na obr. 5.18 krivka c . Priamka a vyjadruje túto závislosť v prípade, že obidve elektródy sú studené, takže nijaký záporný priestorový náboj medzi nimi nie je.

Keď medzi žeravené vlákno (katódu) a nežeravenú elektródu (anódu) diódy vložíme ako ďalšiu elektródu kovovú riedku sieťku alebo špirálu (*mriežku*), dostaneme *triódu*. Intenzita elektrického prúdu prechádzajúceho diódou pri konštantnom žeravení vlákna závisí len od napätia anódy vzhľadom na katódu. Anódový prúd I_a pri trióde závisí okrem od napätia anódy u_a aj od napätia mriežky u_m , takže

$$I_a = f(u_a, u_m)$$

a teda

$$dI_a = \frac{\partial I_a}{\partial u_a} du_a + \frac{\partial I_a}{\partial u_m} du_m$$

kde dve z veličín dI_a , du_a , du_m sú nezávisle premenné. Voľme du_a a du_m tak, aby bolo $dI_a = 0$, t. j.

$$0 = \frac{\partial I_a}{\partial u_a} du_a + \frac{\partial I_a}{\partial u_m} du_m$$

alebo

$$\frac{\partial I_a}{\partial u_a} \cdot \frac{\partial u_a}{\partial u_m} + \frac{\partial I_a}{\partial u_m} = 0$$

t. j.

$$\frac{\partial I_a}{\partial u_a} \cdot \frac{\partial u_a}{\partial u_m} \cdot \frac{\partial u_m}{\partial I_a} = -1$$

alebo inakšie

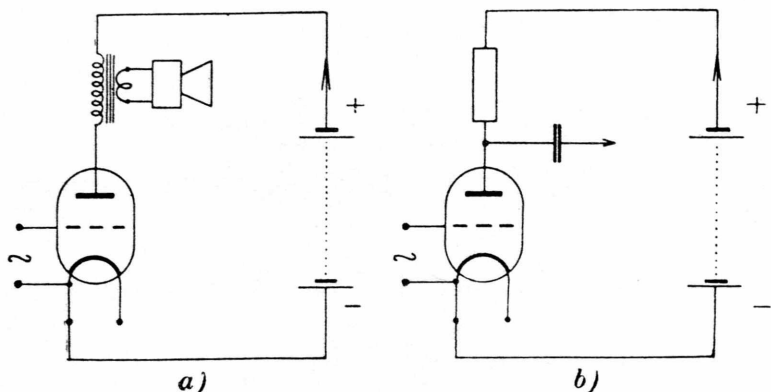
$$\frac{\partial I_a}{\partial u_m} \cdot \frac{\partial u_m}{\partial u_a} \cdot \frac{\partial u_a}{\partial I_a} = -1 \quad (2)$$

Veličina $S = \frac{\partial I_a}{\partial u_m}$ nazýva sa *strmostou*, veličina $R = \frac{\partial u_a}{\partial I_a}$ *vnútorným odporom* triódy. Veličina $P = -\frac{\partial u_m}{\partial u_a}$ je tzv. *prienik*. Recipročná hodnota prieniku, $-\frac{\partial u_a}{\partial u_m}$, sa nazýva *zosilňovací činiteľ* triódy, keďže jeho vysoká hodnota znamená, že malá zmena napätia mriežky má na anódový prúd rovnaký vplyv ako značná zmena napätia anódy.

Podľa výsledku (2) veličiny S , R a P splňujú tzv. *Barkhausenov vzťah*

$$SRP = 1 \quad (3)$$

Pri dostatočnej strmosti triódy pomocou malých zmien napätia na mriežke triódy možno vyvolávať pozoruhodné zmeny intenzity prúdu v anódovom okruhu, v ktorom sa v tom prípade snažíme mať podľa možnosti malý celkový odpor (trióda ako elektrónka koncového stupňa zosilňovača, *obr. 5.19a*). Použitím prieniku elektrónky, pričom do anódového okruhu vkladáme vysoký odpor, meníme malé zmeny napätia, ktoré privádzame na mriežku, na značnejšie zmeny napätia anódy (trióda ako odporový zosilňovač, *obr. 5.19b*). Iné použitie triódy je detekcia modulovaných rozhlasových vln.



Obr. 5.19.

Okrem diódy a triódy sa vo vysokofrekvenčnej elektrotechnike používajú aj rôzne konštruované viacelektrodové elektrónky (*pentódy, hexódy a iné*). V posledných rokoch pre tie isté a aj iné účely ako vákuové diódy a triódy sa stále väčšmi používajú omnoho ekonomickejšie pracujúce *polovodičové diódy* a tzv. *tranzistory*.

Trióda naplnená inertným plynom pod malým tlakom sa volá *tyratrón*. Pomocou mriežky tyratrónu nemožno však ovládať anódový prúd tak dokonale ako vo vákuovej elektrónke. Vzhľadom na katódu záporný potenciál mriežky tyratrónu môže síce znemožniť vznik výboja, ale keď tento už nastal, dodatočné vloženie záporného potenciálu na mriežku výboj už nepreruší, lebo kladné ióny, ktoré sa k mriežke priťahujú, kompenzujú jej náboj.