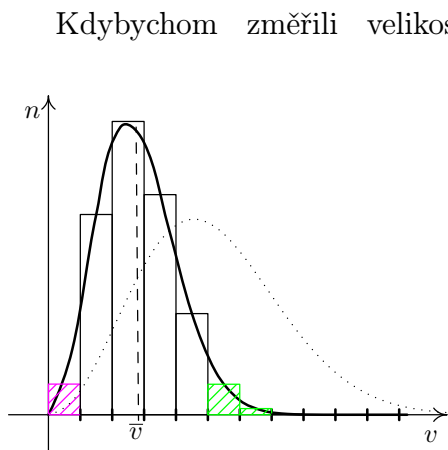


5 Plazma

K definování pojmu plazma budeme potřebovat několik kapitol. Začneme u obyčejného plynu v krabici.

5.1 Rozdělení rychlostí

Mějme krabici o objemu 1 m^3 a v ní plyn o pokojové teplotě. Plyn je tvořen jedním druhem neutrálních částic (atomů nebo molekul). Všechny částice plynu se **chaoticky pohybují** a náhodně do sebe **narážejí**. Jelikož jsou částice neutrální, nepůsobí mezi nimi žádná elektromagnetická síla. Vzájemné gravitační působení mezi částicemi je tak nepatrné, že jej můžeme zanedbat, a tak po většinu doby nepůsobí na částice žádná síla. Každá částice se pohybuje **rovnoměrně přímočaře** do doby, než se srazí s nějakou jinou částicí (popř. stěnou krabice). Po srážce se opět pohybuje rovnoměrně přímočaře.



obr. 40: Rozdělení rychlostí molekul

Kdybychom změřili velikosti rychlostí všech částic plynu, hodnoty by odpovídaly grafu na obrázku 40 – vodorovná osa je rozdělena na malé intervaly velikostí rychlosti, na svislou osu nanášíme počet částic. Ke každému malému intervalu rychlosti nalezneme počet částic, jejichž velikost rychlosti do daného intervalu spadá. Z grafu je patrné, že v plynu je malé množství velmi pomalých částic (růžově šrafováno) i několik velmi rychlých (zeleně šrafováno). Většina částic se ale nachází blízko průměrné rychlosti \bar{v} (\bar{v} odpovídá aritmetickému průměru rychlostí všech částic).

Jestliže plyn v krabici ohřejeme, částice se budou pohybovat **rychleji**. Křivka pro rozdělení rychlostí se více natáhne a zploští (na grafu tečkovaně).

Poznámka: Plocha pod křivkou grafu na obrázku 40 odpovídá celkovému počtu částic v krabici, neboť jednotlivé sloupečky odpovídají počtu částic s rychlostí z daného intervalu. Plocha pod grafem odpovídá součtu všech sloupečků a tedy počtu všech částic. Když se křivka natáhne (protože se zvětší průměrná rychlost), musí se také zploštit, aby byla celková plocha pod křivkou zachovaná; v krabici je stále stejně částic.

5.2 Vnitřní energie plynu, střední kvadratická rychlost

Známe-li velikosti rychlostí všech částic, můžeme určit **vnitřní energii** plynu U . Ta je dána součtem kinetických energií všech částic plynu. Kinetickou energii jedné částice vyjadřuje vztah

$$E_k = \frac{1}{2}mv^2, \quad (35)$$

kde v je velikost rychlosti konkrétní částice a m její hmotnost.

Vnitřní energie plynu je také dána jeho teplotou

$$U = \frac{3}{2}NkT. \quad (36)$$

T představuje termodynamickou teplotu v kelvinech, k je Boltzmannova konstanta ($k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$) a N počet všech částic plynu (počet částic v 1 m^3). Z rovnosti (36) vidíme, že na jednu částici připadá energie $U_1 = \frac{3}{2}kT$. Tato energie odpovídá kinetické energii jakési „typické částice“. Rychlost v_s této „typické částice“ určíme snadno

$$\frac{1}{2}mv_s^2 = \frac{3}{2}kT \quad \implies \quad v_s = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \quad (37)$$

Rychlost v_s se nazývá **střední kvadratická rychlost**. Každé termodynamické teplotě plynu jednoznačně odpovídá jiná hodnota střední kvadratické rychlosti (roste-li T , roste v_s). Pro libovolný plyn platí, že hodnota průměrné velikosti rychlosti \bar{v} je vždy menší než v_s .

Mějme dvě krabice se stejným počtem stejných částic. Velikosti rychlostí částic z první krabice odpovídají grafu z předchozí kapitoly. V druhé krabici se všechny částice pohybují stejně rychle s rychlostí v , která je rovna v_s částic z první krabice. Celkové energie obou krabic jsou si v takovém případě rovny.

Každé částici s velikostí rychlosti v můžeme přiřadit teplotu T . Ta odpovídá teplotě plynu, jehož střední kvadratická rychlost v_s je rovna právě rychlosti vybrané částice v . Příslušný vztah získáme jako vztah pro v_s – porovnáním kinetické energie jedné částice a vnitřní energie připadající na „typickou částici“.

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}kT \quad \implies \quad T = \frac{mv^2}{3k}. \quad (38)$$

O zářivce

Elektrony uvnitř zářivky se pohybují tak rychle, že jim dle vztahu (38) odpovídá teplota kolem $20\,000 \text{ K}$. Uvnitř zářivkové trubice je ale velmi málo částic – v trubici je podtlak. A tak celková energie, kterou částice při svých nárazech na stěnu trubice předají, zdaleka nestačí na zahřátí na vysokou teplotu.

Aby nám něco připadalo horké, je potřeba nejen velká rychlost částic, ale také jejich dostatečné množství. (Tři velmi rychlé molekuly vody vás nepopálí.)

5.3 Ionizovaný plyn

Je čas podívat se na srážky v plynu zblízka. Předpokládejme srážku dvou neutrálních atomů. Jestliže jsou oba pomalé, jejich srážka vypadá jako srážka dvou kulečnickových koulí, tzv. **pružná srážka**. Při pružné srážce se můžou změnit směry i velikosti rychlostí obou atomů, ale součet jejich kinetických energií před srážkou a po srážce se zachovává.

Je-li rychlost jednoho atomu dostatečně velká, může se při srážce část jeho kinetické energie využít na **ionizaci** (vydloubnutí) valenčního elektronu z druhého atomu. V takovém případě bude součet kinetických energií atomů po srážce menší než před srážkou. Ze srážky vyletí zpomalený neutrální atom, volný elektron a kladně nabitý iont. Plyn s několika takovými částicemi je **částečně ionizovaný**.

Energii potřebnou k ionizaci atomu je také možné získat z fotonu. Srazí-li se atom s dostatečně energetickým fotonem, může foton pohltit a uvolnit valenční elektron.

Opačným jevem k ionizaci je **rekombinace**. Při rekombinaci je díra v kladně nabitě částici zaplněna volným elektronem a vzniká neutrální atom (popř. molekula).

Zapadne-li volný elektron do kationtu, uvolní se energie, která je rovna energii potřebné k ionizaci vzniklé neutrální částice. Kdyby se tato uvolněná energie využila na zvýšení kinetické energie vzniklé částice, pro srážku by neplatil zákon zachování hybnosti (neutrální částice by měla větší hybnost než je součet hybností kationtu a elektronu před srážkou). Aby pro rekombinaci platil zákon zachování energie a také zákon zachování hybnosti, je nutné se této rekombinační energie nějak „zbavit“. Existují různé způsoby. Účastní-li se srážky molekula, přebytečná energie se může využít na její disociaci (rozpad molekuly). Druhá možnost je, že se společně s elektronem a kationtem srážky účastní třetí částice, která přebytečnou energii využije ke zvětšení své kinetické energie. Taková rekombinace je pravým opakem ionizace, jak jsme si ji původně vysvětlili, kdy do srážky vstupovaly dvě částice a vystupovaly tři. Další variantou je opačný jev k ionizaci fotonem. Kladně nabitá částice se srazí s elektronem a přebytečná energie může být vyzářena ve formě fotonu.

Čím je teplota plynu větší, tím má plyn více rychlých částic a tím častěji k ionizaci dochází. Když počet ionizací převáží počet rekombinací, míra ionizace plynu se zvyšuje. Při určité teplotě bude v plynu iontů mnohem více než neutrálních částic – takový plyn nazveme **plně ionizovaný**.

5.4 Stínění nábojů

Představte si, že do ionizovaného plynu vložíme kladně nabitou kuličku. Kulička kolem sebe vytváří elektrické pole, které vidíme na obrázku 41a. Červené šrafování představuje rovnoměrné rozložení kladně nabitých iontů a modré šrafování rozložení elektronů. Neutrální částice zobrazeny nejsou, v plynu být vůbec nemusí a i kdyby byly, tak na následující nemají zásadní vliv. Záporně nabitě elektrony jsou ke kuličce přitahovány, kladné ionty jsou polem taženy od kuličky pryč.

Elektrony s malou kinetickou energií jsou polem zachyceny – pohybují se v blízkosti kuličky a nemají dostatečnou energii k tomu, aby unikly. Rychlé elektrony využijí část své kinetické energie na překonání potenciálové bariéry vytvořené elektrickým polem a od kuličky uniknou. Můžeme si představit, že kulička je v důlku spolu s elektrony. Málo energetické elektrony nedokáží z důlku vyskočit a zůstanou tam. Rychlé elektrony mají dost energie, aby z důlku vyskočily.

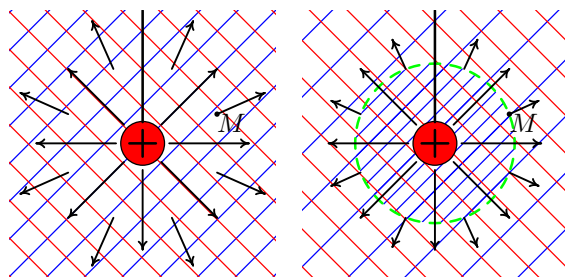
Nabitá kulička je v ionizovaném plynu velmi rychle obklopena vrstvou pomalejších elektronů, obr. 41b. Za touto vrstvou je nyní elektrické pole slabší, než v okamžiku vložení kuličky do ionizovaného plynu – vektor elektrického pole v bodě M je kratší než na obrázku 41a. Způsobují to kuličkou uvězněné elektrony, které část vloženého náboje **odstíní**. Elektrické pole v místě M už nevytváří jen kladně nabitá kulička, ale také zachycené elektrony, které díky opačnému znaménku výsledný náboj snižují.

Elektrické pole vytvořené nábojem Q působí ve vakuu na náboj q silou, jejíž velikost určuje Coulombův zákon

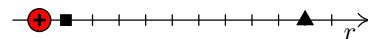
$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Qq}{r^2}, \quad (39)$$

kde ϵ_0 je konstanta zvaná permitivita vakua a r je vzdálenost nábojů Q a q .

Coulombův zákon nám říká, že ve vakuu elektrické pole klesá s druhou mocninou vzdálenosti, tzn. v místě trojúhelníčku (obr. 42), který je od náboje desetkrát dál než čtvereček, je pole stokrát slabší než v místě čtverečku. V ionizovaném plynu klesá elektrické pole s rostoucí vzdáleností ještě rychleji. Způsobují to nábojem uvězněné opačně nabitě částice, které vložený náboj v prostoru postupně odstínují. Pokles způsobený odstínováním je exponenciální, a



obr. 41: Elektrické pole okolo nabitě kuličky těsně po vložení do plazmatu a po odstínění



obr. 42: Vzdálenost od náboje

tak v ionizovaném plynu by elektrické pole v místě trojúhelníčku z obrázku 42 bylo více než osmtisíckrát slabší než ve čtverečku, ($\frac{e^1}{e^{10}} = \frac{1}{e^9} \doteq \frac{1}{2,71828^9} \doteq \frac{1}{8103}$, e je Eulerovo číslo 2,718...).

Vzdálenost, kde pole zasláblo na 37% (na „jednu e -tinu“) své maximální hodnoty, nazýváme **Debyeova stínící délka**. Budeme ji značit d , její jednotkou je metr; kouli o poloměru d říkáme Debyeova sféra.

Elektrické pole ve vzdálenostech výrazně menších než Debyeova stínící délka d je velmi málo odstíněno. Zde můžeme pole popsat Coulombovým zákonem (odstínění hraje minimální roli). Ve vzdálenostech větších než d je náboj dostatečně odstíněn a pole klesá exponenciálně. Na velkých vzdálenostech bychom měli také započítat kvadratické klesání z Coulombova zákona, to je ovšem oproti exponenciále zanedbatelné.

Jsou-li částice plynu pomalé, z blízkého okolí vloženého náboje se téměř všechny využijí na odstínování. Pouze velmi malé množství částic dokáže uniknout, a tak studený ionizovaný plyn odstíní náboj na malém objemu. V horkém ionizovaném plynu má velké množství částic dostatečnou energii k úniku a jen malá část jich uvízne. Proto pro odstínění téhož vloženého náboje je třeba daleko větší prostor než v plynu studeném.

S rostoucí teplotou plynu roste Debyeova stínící délka.

Obsahuje-li plyn velké množství nabitých částic v jednotce objemu, odstíní vložený náboj na menším prostoru než plyn „chudý“ na nabitě částice.

S rostoucí hustotou nabitých částic v plynu klesá Debyeova stínící délka.

Debyeova stínící délka d je dána vztahem

$$d = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T}{N e^2}}. \quad (40)$$

T značí teplotu plynu, k je Boltzmannova konstanta, ϵ_0 permitivita vakua, N je počet stejně nabitých částic v 1 m^3 a e náboj elektronu. Vztah (40) odvozovat nebudeme. Všimněme si jen, že teplota se vyskytuje v čitateli zlomku a počet nabitých částic ve jmenovateli – vztah odpovídá našim předcházejícím úvahám.

V mezihvězdném prostoru je řádově $N = 10^5$ a $d = 10 \text{ m}$, několik stovek kilometrů nad zemským povrchem $N = 10^{12}$, $d = 1 \text{ mm}$, a uvnitř Slunce $N = 10^{32}$ a $d = 10^{-11} \text{ m}$.

5.5 Co je to plazma?

Plazma je ionizovaný plyn, který dokáže odstínit elektrické náboje do něho vložené. Obsahuje volné elektrony a ionty tak, že množství kladného náboje je stejné jako množství záporného. Náboje se mohou shlukovat a elektricky na sebe působit i

na větší vzdálenosti – ale ne větší než je Debyeova stínící délka (to už jsou prostředím odstíněné).

V definici plazmatu se používají pojmy kvazineutralita a kolektivní chování.

Kvazineutralita

V kvazineutrálním plynu je množství záporného náboje stejné jako množství kladného (součet veškerého náboje je nulový). Je-li ovšem potřeba, náboje se dokáží přeskupit a reagovat na elektrické síly – vytvářet nebo odstiňovat elektrická pole. Jejich elektrické vlastnosti se neztrácí. (Kvazineutralní bychom mohli přeložit jako „skoro neutrální“.)

Plyn je kvazineutralní, je-li neutrální jako celek, ale jeho nabitě částice se mohou seskupovat a vytvářet lokální náboje.

Kolektivní chování

V plynu složeném pouze z neutrálních částic se částice vzájemně ovlivňují jen v případě jejich srážky (gravitační působení je zanedbatelné). V ionizovaném plynu se nabitě částice mohou vzájemně ovlivňovat i na dálku. Elektrická pole, která byla vytvořena nabitými částicemi, silově působí na ostatní nabitě částice až do vzdálenosti Debyeovy stínící délky. Na delších vzdálenostech je pole dostatečně odstíněno, tak už neuvažujeme jeho působení. Kladně a záporně nabitě částice se pohybují podle svého náboje – chovají se kolektivně.

Plazma je tedy ionizovaný kvazineutralní plyn, který vykazuje kolektivní chování.

Důležitou charakteristikou plazmatu je počet částic (iontů nebo elektronů) stejného znaménka v jednotce objemu; nazýváme ji **koncentrace plazmatu** a značíme N (koncentrace plazmatu vzstupuje ve vztahu (40) pro Debyeovu stínící délku). O počtu neutrálních atomů veličina N nic neříká. Neutrálních částic může být v plazmatu více než nabitých, nebo méně než nabitých; dokonce tam nemusí být ani jedna neutrální částice.

V kapitole o ionizovaném plynu jsme si řekli, že s rostoucí teplotou roste stupeň ionizace plynu. Při dostatečně vysoké teplotě se každý plyn stává plazmatem – z tohoto důvodu se někdy plazma nazývá *čtvrtým skupenstvím hmoty*.

Uvnitř hvězd najdeme dostatečně vysokou teplotu pro přirozený výskyt plazmatu, například uvnitř Slunce teplota dosahuje 15 milionů °C.

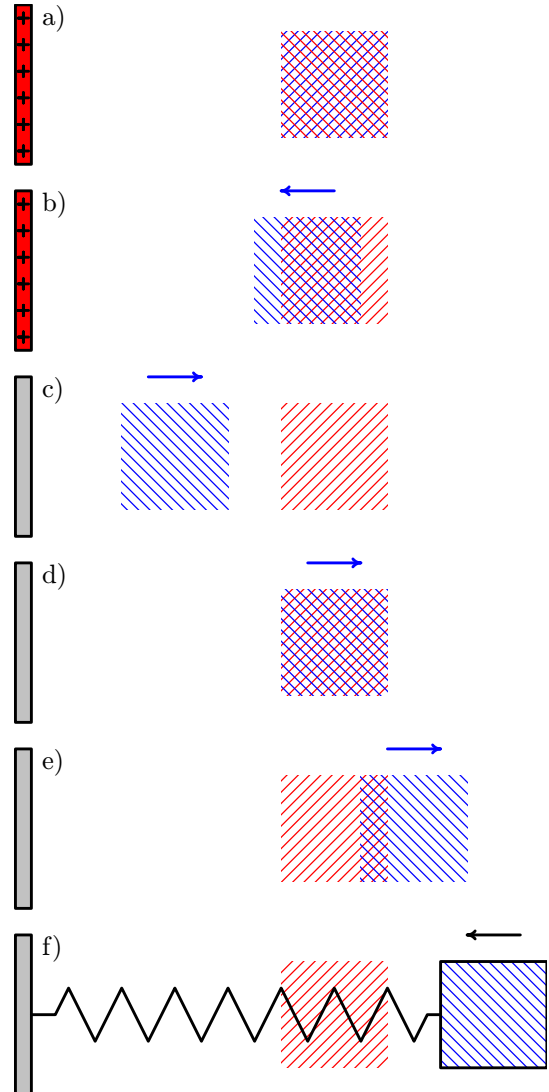
5.6 Plazmové oscilace

Představte si plazma ve tvaru krychle, které je složené z velmi pomalých elektronů a kationtů – studené plazma. Na levou stranu od plazmatu dáme kladně nabitou desku (obr. 43a). Elektronů jsou deskou přitahovány, kationty naopak odpuzovány.

Elektrony se začnou nalevo přemísťovat velmi rychle (obr. 43b, šipka popisuje směr pohybu). Tak rychle, že jejich tepelný (chaotický) pohyb je oproti kolektivnímu chování zanedbatelný. Desku rázem vybijeme, například uzemníme. Těžké (špatně pohyblivé) kationty se za tu chvíli sotva pohnou. Elektrické pole na ně působilo stejnou dobu a stejně velkou silou jako na elektrony, ovšem díky své velké hmotnosti je jejich zrychlení mnohem menší než zrychlení elektronů. Tepelný i kolektivní pohyb kationtů nemusíme uvažovat.

Po uzemnění desky elektrony napravo už nic nepřitahuje, naopak nyní jsou kladným nábojem kationtů přitahovány na pravou stranu. Elektronový „mráček“ ve tvaru krychle se začne zrychleně pohybovat doprava (obr. 43c). Když prochází středem původní krychle (43 d) je síla působící na mráček nulová. Díky setrvačnosti se ale elektronový mráček dostává napravo od kationtové krychle (43 e), kde už na něj působí elektrická síla proti jeho pohybu – doleva. Za chvíli tato síla mráček zastaví a rozpohybuje ho zpět doleva (obr. 43 f). Elektronový mráček se pohybuje kolem kationtového jako by byl na pružině.

Neboli: Vychýlíme-li elektrony oproti iontovému pozadí, vytvoří se takové elektrické pole, které se svými účinky snaží obnovit neutralitu plazmatu. Jelikož setrvačnost nedovolí elektronům se v rovnovážné poloze zastavit, elektrony vykonávají kmitavý pohyb, který nazýváme **plazmová oscilace**. Úhlová frekvence takových kmitů je **plazmová frekvence**.



obr. 43: Plazmové oscilace

Plazmová frekvence ω_p ve studeném plazmatu je dána vztahem

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m_e}}, \quad (41)$$

kde N je koncentrace plazmatu, e je náboj elektronu, ϵ_0 je konstanta zvaná permittivita vakua a m_e je hmotnost elektronu.

Ze vztahu (41) snadno vidíme, že s rostoucí plazmovou koncentrací N , roste plazmová frekvence – mráček i kationtové pozadí obsahují větší množství náboje, a tak se podle Coulombova zákona k sobě více přitahují. Dále vidíme, že kdyby měly elektrony větší náboj, plazmová frekvence by se také zvětšila, protože by opět vzrostla síla, která k sobě opačné náboje přitahuje. A kdyby byly elektrony těžší, „déle by brzdily“, pak by hodnota plazmové frekvence byla nižší.

5.7 Definice plazmatu

Pro odstínění vloženého náboje nabitými částicemi plynu, je třeba dostatečný prostor. Je-li rozměr oblaku ionizovaného plynu výrazně větší než Debyeova délka, tak kdykoli někde vznikne nahloučení náboje, okolní částice mají dostatečný prostor pro jeho odstínění.

První podmínka pro plazma: Rozměr systému musí být řádově větší než Debyeova délka.

Druhá podmínka také souvisí s odstínováním. Aby vůbec mohl být vzniklý náboj odstíněn, je potřeba dostatek částic. Máme-li ionizovaný plyn příliš řídký, v okolí lokálního náboje není dostatek částic na jeho odstínění.

Druhá podmínka pro plazma: Počet nabitých částic v objemu o velikosti Debyeovy sféry musí být výrazně větší než malý.

Poslední kritérium souvisí se srážkami nabitých částic s neutrálními. Kdyby se nabitě částice příliš často srážely s neutrály, jejich pohyb by byl z velké části ovlivněn těmito srážkami a jen minimálně vzájemným působením jejich nábojů. V jejich chování by se náboj téměř neprojevil.

Třetí podmínka pro plazma: Nabitě částice se mohou srazit s neutrálními částicemi pouze zřídka v porovnání s periodou své plazmové frekvence.

Kvazineutrální ionizovaný plyn je plazmatem, jsou-li splněny tři výše zmíněné podmínky.

5.8 Příklady plazmatu na Zemi i mimo ni

Asi 99% hmoty ve vesmíru je v plazmatickém stavu. Naše planeta patří do toho zbývajícího procenta, kde se plazma přirozeně nevyskytuje. Nejznámější příklad

plazmatu, plamen, ve skutečnosti plazmatem není – nesplňuje naši třetí podmínku. Plamen je ionizovaný plyn, který sice obsahuje dostatečné množství nabitých částic, ale také velké množství částic neutrálních. Ty se často sráží s nabitými a z velké míry tak ovlivňují jejich pohyb.

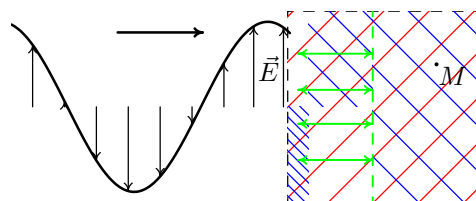
„Opravdové zemské“ plazma nalezneme třeba v blesku, tvoří svítící plyn v zářivkách a neonech nebo polární záře. Když se vzdálíme pouhých 60 km od Země, atmosféra se tam už začíná chovat mírně plazmaticky (více se dozvíme v osmé části). Mezihvězdný prostor, hvězdy i mlhoviny jsou plazma.

5.9 Elektromagnetické vlny v plazmatu

Ze třetí části víme, že elektromagnetická vlna se skládá ze dvou částí, elektrické a magnetické. Šíří-li se vlna vakuem, vektory elektrické intenzity \vec{E} a magnetické indukce \vec{B} kmitají ve fázi a jsou na sebe kolmé (obr. 12). Fázová rychlost libovolné elektromagnetické vlny ve vakuu je rovna c .

Představme si elektromagnetickou vlnu, která se šíří vakuem a narazí na stěnu krychle studeného plazmatu, obr. 44. Na obrázku je znázorněna pouze elektrická složka vlny \vec{E} kmitající v rovině nákresny. Magnetickou složku kmitající k nám a od nás potřebovat nebudeme.

Elektrické pole vlny na rozhraní vakua a plazmatu ovlivňuje chování nabitých částic v plazmatu. V momentě, který zachycuje obrázek 44, budou záporně nabitě částice polem taženy do spodní části krychle a kladně nabitě do horní. Kvůli velké hmotnosti kationtů nebudeme jejich pohyb uvažovat, důvod vyplýne z dalšího. Elektrony z okolí stěny se shromáždí dole, kde vzniká lokální záporný náboj. Nahoře, odkud elektrony „utekly“, vzniká náboj kladný. Oba náboje budou prostředím odstíněné na vzdálenost Debyeovy stínící délky (zeleně). Do místa M uvnitř plazmatu se žádné elektrické pole nedostane, plazma vše odstíní. Částice uvnitř plazmatu se o vlně vůbec „nedozvědí“.



obr. 44: Vlna na rozhraní plazmatu

Rozebrali jsme si situaci v jednom konkrétním čase. Elektrické pole vlny se ale v čase mění a nabitě částice v plazmatu musí každou chvíli odstíňovat různě silné i orientované elektrické pole. Má-li elektromagnetická vlna malou frekvenci, elektrony stíhají na změny reagovat. Dokáží se přeskupovat a stále odstíňovat měnící se elektrické pole vlny. V takovém případě se vlna do plazmatu vůbec nedostane a odráží se od rozhraní zpátky do vakua.

Má-li vlna dostatečně velkou frekvenci, její pole se mění příliš rychle na to, aby na změny elektrony dokázaly reagovat. V takovém případě se vlna dostává

do plazmatu a šíří se jím dál (stejně jako třeba obyčejným sklem).

*Pro každé plazma existuje jistá mezní frekvence. Elektromagnetické vlny s nižší frekvencí se od plazmatu odrazí, plazmatem se šířit nemohou. Elektromagnetické vlny s vyšší frekvencí plazmatem prochází. Tato mezní frekvence je rovna **plazmové frekvenci** ω_p , která udává, jak rychle jsou elektrony v plazmatu schopny reagovat na změny elektrického pole.*

Elektromagnetické vlny v plazmatu se řídí dle předchozího odstavce. Chceme-li ovšem popsat šíření vln kolem Země, nesmíme zapomenout na magnetické pole, které kolem sebe naše planeta vytváří a které zásadně ovlivňuje šíření elektromagnetických vln. Pro pokračování je nutné vysvětlit chování nabitých částic v magnetickém poli.