

« بسمه تعالی »

مقدمه

فصل اول :

(۱ - ۱) تعریف دی الکتریک

(۲ - ۱) الکترو استاتیک

فصل دوم :

(۱ - ۲) پلاریزاسیون دی الکترویکها

(۲ - ۲) قابلیت پلاریزاسیون اتمی

(۳ - ۲) جامدات یونی

(۴ - ۲) قابلیت قطبی شدن وابسته به فرکانس

(۵ - ۲) ثابتهای اپتیکی فلزات

فصل سوم :

(۱ - ۳) گذردهی فضای آزاد

(۲ - ۳) گذردهی مختلط

(۳ - ۳) اندازه گیری گذردهی

(۳ - ۳ - ۱) گذردهی نسبی ϵ_r

(۳ - ۳ - ۲) اندازه گیری با استفاده از پل

(۳ - ۳ - ۳) سلولهای اندازه گیری

(۳ - ۳ - ۴) روشهای مدار تشدید

(۳ - ۳ - ۵) اندازه گیریهای خط انتقال

(۳ - ۳ - ۶) اندازه گیریهای میکرو موج

فصل چهارم :

(۱ - ۴) قطبش پذیری

(۱ - ۴ - ۱) قطبش پذیری نوری

(۱ - ۴ - ۲) قطبش پذیری مولکولی

(۱ - ۴ - ۳) قطبش پذیری بین لایه ای

(۲ - ۴) دسته بندی دی الکتریکها

(۳ - ۴) مشکلات نظریه دی الکتریکها

فصل پنجم :

(۱ - ۵) شکست دی الکتریکی

(۲ - ۵) الکترونها در عایقها

(۳ - ۵) سازو کار شکست

(۴ - ۵) انواع سازو کارهای اساسی شکست در جامدات دی الکتریک

(۱ - ۵ - ۴) شکست ذاتی

(۲ - ۵ - ۴) شکست حرارتی

جهت خرید فایل word به سایت www.kandoo.cn.com مراجعه کنید
یا با شماره های ۰۹۳۶۶۰۲۷۴۱۷ و ۰۹۳۶۶۴۰۶۸۵۷ و ۰۶۶۴۱۲۶۰-۰۵۱۱ تماس حاصل نمایید

(۳ - ۵ - ۴) شکست تخلیه ای

(۵ - ۵) شکست در مایعهای دی الکتریک

(۵ - ۶) قدرت دی الکتریکی

(۱ - ۵ - ۶) عوامل مؤثر بر قدرت دی الکتریکی برای بلور خالص

فصل ششم:

(۱ - ۶) پیرو الکتریسیته

(۲ - ۶) پیزو الکتریسیته

(۳ - ۶) فرو الکتریکها

(۱ - ۶ - ۳) طبقه بندی فرو الکتریکها

مقدمه

از زمانیکه آزمایشهای ابتدایی روی الکتریسیته ساکن جهت منزوی کردن بار الکتریکی ساکن توسط مواد دی الکتریکی که بار را به خارج هدایت نمی کنند ، صورت گرفته ، لزوم مطالعه مواد دی الکتریکی با توجه به نیاز عملی به عایقها احساس گردید . کهربا ، موم ، شیشه از جمله اولین مواد عایقی بودند که کاربرد عملی داشتند . با ظهور جریان الکتریکی خواص این مواد باید بیشتر ، مطالعه می شد تا برای مقاصد کاربردی مورد استفاده واقع شده و عکس العمل آنها نسبت به اعمال یک میدان ، معین و مشخص گردد . خواص عایقی در ماده را می توان به قدرت دی الکتریکی تعریف کرد .

از همان آغاز شناخت الکترو استاتیک توانایی مواد دی الکتریک در افزایش ذخیره باریک خازن شناخته شده بود . کاربرهای جریان الکتریکی فرکانس بالا در ارتباط با رادیو ، تقاضاها را برای خازنهای ظرفیت بالا ، قدرت شکست بالا و ابعاد کوچک افزایش داد . برای رسیدن به این خواسته ها مواد در الکتریک زیادی آزمایش بر حسب قدرت دی الکتریک و گذردهی با توجه به کاربردها در این حوزه رده بندی شدند و تقاضا برای مواد بهتر افزایش یافت . در موفقیت آمیز بودن هر نوع جستجو برای مواد جدید یا بهبود آنها در حوزه بخصوصی ، اطلاع از سازوکار اساسی که در ارتباط با ویژگیهای به خصوص آنهاست ، شرط اساسی است . این کار نظریه دی الکتریک

است که با محاسبه رفتارها کروسکوپی بر حسب ساختمان مولکولی و اتمی، ما را به این آگاهیها می رساند .

یک نظریه کامل، که رفتار دی الکتریکی هر نوع ماده ای را در بر داشته باشد کار بینهایت دشوار است و احتمالاً هر گز امکان پذیر نیست . با وجود این « مدل های » نظریه دی الکتریکهای کاربردی بر حسب فرضیات ساده شده مجهزی بنا شده اند . با بکار بردن این مدل های نظری، خواص معینی که با تغییرات پارامتریهای که با آزمایش می توانند بررسی شوند، پیش بینی می شود . میزان ساختمان اتمی یا مولکولی ماده بنا شده است، موفق باشند می تواند دانش لازم را جهت جستجو در محیطهای الکتریکی مختلف مورد استفاده قرار گیرد . افزون بر این ممکن است خواصی که تاکنون توسط آزمایش مشاهده نشده اند پیش بینی شوند . بعنوان مثال در قرن نوزدهم، نظریه های رفتار دی الکتریک، امکان قطبش خود به خودی یا « فرو الکتریسیته » را پیش بینی کردند .

در صورتیکه تا سال ۱۹۳۵ اولین ماده فرو الکتریک کشف نشده بود . بطور خلاصه برای درک کامل رفتار دی الکتریک به دانسته های نظری قبلی در جهت شروع بحث کاربرد عملی، درک توسعه های جدید و محاسبه خواص غیر عادی ماده مورد نیاز است جهت فراهم کردن مبنای لازم برای بررسی مدل های نظری، به واکنش نظریه الکترو استاتیکی و آگاهی از اندازه گیری و پارامترهای ماکروسکوپی نیازمندیم . در ابتدا نظریه الکترو استاتیک را مورد بررسی قرار می دهیم .

**جهت خرید فایل word به سایت www.kandoo.cn.com مراجعه کنید
یا با شماره های ۰۹۳۶۶۰۲۷۴۱۷ و ۰۹۳۶۶۴۰۶۸۵۷ و ۰۶۶۴۱۲۶۰-۰۵۱۱ تماس حاصل نمایید**

سپس پلاریزاسیون در دی الکتریکها و قابلیت پلاریزاسیون و جامدات دی الکتریک

یونی را بررسی می کنیم . بعد از آن به بررسی گذردهی و انواع آن پرداخته و سپس

انواع قطبش پذیری شکست در مایعات دی الکتریک پرداخته و در آخر حالت های

خاصی را که به برای دی الکتریکها رخ می دهد بررسی می کنیم .

www.kandoo.cn.com
www.kandoo.cn.com
www.kandoo.cn.com

فصل اول :

(۱ - ۱) تعریف دی الکتریک :

وقتی عایقی را در یک میدان الکتریکی با شدت معمولی وارد کنیم ، الکترونها در داخل ماده در ابعاد اتمی و یا مولکولی مقید می ماند . بنابراین میدان می تواند توزیع بارهای اتمی را تغییر داده ابعاد و آثار قطبی شدن که باعث تغییرات اساسی در میدان الکتریکی در ابعاد ماکروسکوپی است بوجود آورد . عایقهایی را که خاصیت قطبی شدن از خود نشان می دهد ، دی الکتریک می نامیم .

(۲ - ۱) نظریه الکتروستاتیک :

قانون کوبن ؛ نیروی ربایشی یا رانشی بین دو ذره باردار f_1 و f_2 به فاصله r را نیروی الکتریکی می نامیم ، که به کمک قانون کوبن می توان اندازه نیروی الکتریکی بین دو ذره باردار را محاسبه کرد .

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{f_1 f_2}{r^2} = K \frac{f_1 f_2}{r^2} \quad (۱ - ۱)$$

میدان الکتریکی ؛ هر بار الکتریکی در هر نقطه از فضای اطراف خود ، خاصیتی ایجاد می کند که به آن میدان الکتریکی می گویند . و یا می توان میدان را بطور کمی و به کمک نیروی که میدان بر بار الکتریکی واقع در میدان وارد می کند تعریف کرد :

نیروی وارد بر سیکای بار الکتریکی مثبت را در هر نقطه ، میدان الکتریکی در آن نقطه می گویند .

شدت میدان الکتریکی بصورت روبه رو تعریف می شود :

$$E = \frac{F}{f} \quad (1-2)$$

شدت میدان الکتریکی یا قدرت میدان ، پارامتر مهمی در مهندسی برق ، بخصوص در ارتباط با قدرتهای شکست مواد عایق می باشد . شدت میدان الکتریکی تابع محیطی است که در آن حضور دارد .

چگالی شار الکتریکی ؛ چگالی فشار الکتریکی را به D نشان می دهیم و آن را بصورت رابطه (۳ - ۱) تعریف می کنیم و می بینم که چگالی فشار فقط تابعی از بار و موضوع آن است و به خاصیت محیط بستگی ندارد .

$$D = \ell E \quad (1-3)$$

$$D = \frac{f}{4\pi r^2} = (a) \quad (1-4)$$

مثال ۱ : با در نظر گرفتن f در مرکز کره ای به شعاع r کل فشار عبوری از سطح از حاصل ضرب D در مساحت سطح بدست می آید ، یعنی :

$$\tau = \frac{f}{4\pi r^2} \cdot 4\pi r^2 = f$$

مشاهده می شود که مجموع فشار عبوری از سطح کره با باری در مرکزش با اندازه بار برابر است و از شعاع کره مستقل است .

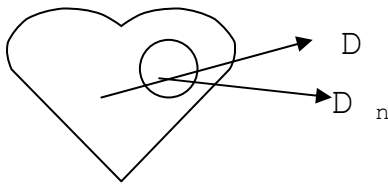
قانون گاوس ؛ قانون گاوس را می توان به زبان ریاضی به صورت زیر تعریف کرد :

$$\oint D \cdot ds = \sum f \quad (1 - 5)$$

مثال (۱) در قانون گوس برین بصورت تصمیم می بابد که برای هر سطح بسته ای شامل مجموعه ای از بارها ، شار خروجی از سطح با بار محصور شده برابر است .

در رابطه ای که برای قانون گوس نوشتیم ، ds المانی است با مساحت ds و جهت آن توسط امتداد عمود بر سطحش تعیین می شود .

شکل (۱ - ۱) . قانون گوس



ما می توانیم برای تعیین میدان موجود در محیط دین الکتریک (باگذرده ϵ) بین رساناها از قانون گوس استفاده می کنیم . و همچنین رابطه $D = \epsilon E$ در صورتی برای دی الکتریک کاربرد دارد که محیط دی الکتریک همگن باشد .

قانون گوس را برای ناحیه ای که شامل توزیع بار است بصورت زیر است :

$$\oint D \cdot ds = \oint P \cdot dv \quad (1 - 6)$$

در جامدات توزیع یکنواخت بار ، انتگرال حجمی به سادگی از حاصل ضرب چگالی در حجم بدست می آید هر چند که در حالت کلی این یک انتگرال سه گانه خواهد بود که فقط در صورتیکه چگالی بار برحسب مکان دقیقاً معلوم باشد ، قابل حل است .

پتانسیل الکترو استاتیکی :

اگر در یک محیط ، میدانی وجود داشته باشد و بار نقطه ای واحد در آن قرار گیرد ،

کار انجام شده روی این بار بین دو نقطه A و B را اختلاف پتانسیل بین A و B

می گوئیم و بصورت زیر نشان می دهیم :

$$\varphi_A - \varphi_B = -\int_A^B E \cdot dl \quad (1-7)$$

ما پتانسیل را بصورت $\varphi_P = \int_V^b E \cdot dl$ در نظر می گیریم ، به این معنا که فرض می کنیم

میدانی در نقطه P به علت وجود بار φ بوجود آمده است و بار واحدی را از یک

مسیر بینهایت به P آورده ایم . در جائیکه دستگاه بار نهایی $\varphi_1, \dots, \varphi_n$ در فواصل

r_1, \dots, r_n وجود دارد ، پتانسیل در P عبارتست از :

$$\varphi_P = \sum_{i=1}^n \frac{\varphi_i}{4\pi\epsilon_0 r_i} \quad (1-8)$$

و برای حالت کلی یک توزیع بار با چگالی ρ داریم :

$$\varphi = \int_V \frac{\rho dv}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (1-9)$$

یک رابطه مهمی بین میدان و پتانسیل وجود دارد و آن این است که میدان ، گراویان

پتانسیل است که عبارتست از برداری که اندازه و جهت ماکزیمم تغییر فضایی پتانسیل

φ را در هر نقطه نشان می دهد و داریم :

$$E = -\nabla\varphi \quad (1-10)$$

با توجه به عبارت واگرایی میدان : $\nabla \cdot E = \frac{\rho}{\epsilon_0}$ و $E = -\nabla\varphi$ داریم :

$$\nabla^2\varphi = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1-11)$$

جهت خرید فایل word به سایت www.kandoo.cn.com مراجعه کنید
یا با شماره های ۰۹۳۶۶۰۲۷۴۱۷ و ۰۹۳۶۶۴۰۶۸۵۷ و ۰۶۶۴۱۲۶۰-۰۵۱۱ تماس حاصل نمایید

که این معادله « پواسن » می گوئیم . در ناحیه بدون بار که $P = 0$ است ، معادله

پواسن به معادله؟؟ تبدیل می شد و داریم :

$$\nabla^2 \varphi = 0$$

(۱ - ۱۲)

www.kandoo.cn.com
www.kandoo.cn.com
www.kandoo.cn.com

فصل دوم :

(۲ - ۱) پلاریزاسیون (قطبی شدن) دی الکترویکها :

خواص جامدی الکتریک ناشی از پلاریزاسیون ایجاد شده بوسیله میدان الکتریکی است وقتیکه قوانین الکترو استاتیک برای ماده در حالت چگال بکار برده می شود باید به میدان الکتریکی و پتانسیل الکتریکی یک تابع اضافه شود ، جامد مجموعه بزرگی از یونها و الکتروهای والانس است و با هادیها را بر اساس یک جریان تقریباً آزاد بار الکتریکی و دی الکتریکها را بر اساس ظرفیت ناچیزی از الکترونهاى آزاد تشخیص می دهیم . در هادیها در اثر اعمال یک میدان بارهای آزاد دوباره توزیع می شوند تا میدان درونی حذف گردد ، از این رو بار خالص درن یک هادی تحت شرایط استاتیک صفر است .

حال می خواهیم تأثیر یک میدان ماکروسکوپیکی خارجی را روی مولکولهای یک جسم دی الکترویک بررسی کنیم .

با توجه به این که ماده مورد نظر قطبی یا غیر باشد دو نوع رفتار وجود دارد .

در یک ماده قطبی الکترونها نسبت به بارهای مثبت هستند طوری توزیع شده اند که هر مولکول دارای عمان دو قطبی دائمی نیست .

در یک ماده دی الکتریک قطبی ، هر مولکول دارای یک میان دو قطبی دائمی p است که از نحوه توزیع داخل بارهایش ناشی می شود و در صورت نبودن یک میدان

الکتریکی خارجی امتداد همان مولکولهای مختلف بصورت کاتوره ای بوده و جسم بطور کلی میان دو قطبی ندارد، در صورت حضور یک میدان الکتریکی بر دو قطبی های مولکولی گشتاوی اثر می کند که می خواهد آن را به موازات میدان قرار دهد. در واقع همسویی کل به دلیل آثار بی نظمی ناشی اغتشاش گره هایی حاصل نمی شود و یک همسویی متوسط در راستای میدان بوجود می آید، پس برای یک ماده دی الکتریک قطبی پلاریزاسیون P برابر است با:

$$P = N \langle P_0 \rangle \quad (1 - 2)$$

همچنین می توانیم پلاریزاسیون را بصورت زیر بیان کرد:

وقتی یک میدان الکتریکی به یک دی الکتریک اعمال می شود هر هسته با بار $\varphi = Ze$ مایل است در جهت میدان جابجا شود و ابر الکترونها مقید در خلاف جهت میدان جابجا می شوند که این موضوع در شکل (۲ - ۱) نشان داده شده است. جابجایی نسبی با بردار مکانی \vec{r} که مرکز امر منفی را به هسته وصل می کند، تعیین می شود بطوریکه نیرویی وارد بر هسته از طرف میدان بار نیروی وارد بر هسته از طرف ابر الکترونی به تعادل برسند. در نتیجه یک ممان دو قطبی $\vec{P} = -q\vec{r}$ در هر اتم تولید می شود. یک مجموعه ای از میانهای دو قطبی القاء شده، روی دو سطح دی الکتریکی بصورت آیه های منفی و مثبت بارها گسترش می یابند بطوریکه بردار نرمال لایه های در جهت میدان E است که در شکل (۲ - ۱) نشان داده شده است. بار

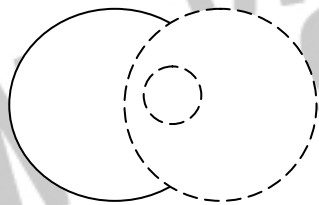
پایه القاء شده در یک لایه با ضخامت $r = |\vec{r}|$ و مساحت S را می توان بر حسب

چگالی بار پلاریزه شده $\sigma_p = \frac{df}{ds}$ بصورت زیر بیان کرد :

$$\sigma_p ds = \left(\frac{1}{V} \sum f \right) r ds = \left(\frac{1}{V} \sum f r \right) dr = \left(\frac{1}{V} \sum f \right) ds = P ds = \vec{P} \cdot \vec{ds} \quad (2-3)$$

که می تواند بصورت $\vec{P} \cdot \vec{ds} = \vec{P} \cdot \vec{e}_n ds$ بیان شود .

شکل (۱-۲)



بعبارت دیگر چگالی بار سطحی σ_p القاء شده در یک دی الکتریک مساوی مؤلفه در

جهت بردار نرمالی است که بصورت روبرو تعریف می شود :

$$\vec{P} = \frac{1}{V} \sum \vec{P} \quad (3-2)$$

و بردار پلاریزاسیون یا ممان دو قطبی در واحد حجم الکتریک نامیده می شود . ما

می توانیم از چگالی سطحی بار روی سطح بسته با حجم V انتگرال بگیریم که بدست

می آید :

$$\oint_S \sigma_p ds = \oint_S \vec{P} \cdot \vec{ds} = \int_V (\nabla \cdot \vec{P}) dv \quad (4-2)$$

در جمله آخر قضیه دیوری انسل؟ بکار رفته است. وقتیکه هر جزو دی الکتریک

تحت یک میدان الکتریکی خنثی می ماند ما باید یکی بار پلاریزه شده حجمی را با

چگالی $\rho_p = \frac{dq}{dv}$ در نظر بگیریم که کل بار صفر بماند:

$$\oint_s e_p dv = -\oint_s e_p dv = 0 \quad (2-5)$$

با مقایسه بین معادلات (2-4) و (2-5) داریم:

$$\int_V e_p dv = -\oint_s \sigma_p ds = -\int_V (\nabla \cdot \vec{P}) dv \quad (2-6)$$

هر قدر هم حجم V کوچک باشد این رابطه صحیح است. در نتیجه چگالی در اثر

پلاریزاسیون بصورت زیر است:

$$P_p = -\text{div } \vec{P} = -\nabla \cdot \vec{P} \quad (2-7)$$

بنابراین در جائیکه دیورژانس پلاریزاسیون صفر نیست یک چگالی بار پلاریزه شده

حجمی وجود دارد که در داخل دی الکتریک توزیع شده است، که نتیجه ای مشابه

حالتی که بوسیله قانون گاوس بیان می شود و تغییر E در یک نقطه از فضا را به چگالی

بار در همان نقطه ارتباط می دهد. ما باید در نظر داشته باشیم که هم σ_p و هم ρ_p

چگالیهای باری هستند که ناشی از الکترونیهای مقید و هسته در جامد دی الکتریکی

می باشند. پلاریزاسیون بوسیله جدایی بارها در اتمهای منفرد تعیین می شود و همواره

یک سنتی بین \vec{P} و میدان اعمالی \vec{E} تعریف می شود.

(۲ - ۲) قابلیت پلاریزاسیون اتمی :

برای یک اتم کروی منفرد با شعاع R که در شکل (۱ - ۱) نشان داده شده است ، تقریباً چگالی بار با رابطه زیر بدست می آید .

$$P = \frac{f}{4\pi R^3 / 3} \quad (۸ - ۲)$$

ما می توانیم در نزدیکی ابر الکترونی کره ای با شعاع r رسم کنیم ، بعد از اینکه بوسیله بردار \vec{r} تحت میدان اعمالی E جابجا شده و با بکار بردن قانون گوس میدان E_e در هسته که ناشی از ابر الکترون منفی است بدست می آید :

$$E_e 4\pi r^2 = \frac{1}{40} \left(-\frac{3f}{4\pi r^3} \right) \frac{4\pi}{3} r^3 \quad \text{یا} \quad E_e = -\frac{f r}{4\pi R^3} = \frac{-P}{4\pi \ell R^3} \quad (۹ - ۲)$$

شرطی برای تعادل هسته لازم است و آن اینکه E_e یکسان و در خلاف جهت میدان می باشد . بنابراین :

$$\vec{P} = 4\pi 4.R^3 \vec{E} = \alpha \ell . \vec{E} \quad (۲ - ۱۰)$$

که این یعنی همان دو قطبی متناسب با \vec{E} است . ضریب ثابت α که توانایی یک اتم در بدست آوردن همان دو قطبی الکتریکی است ، قابلیت پلاریزه اتم نامیده می شود . که عموماً باید بعنوان یک تانسور مرتبه دوم مورد توجه قرار بگیرد ، و باید از تشریح بر هم کنش دو قطبی الکتریکی بدست آید . برای میدانهای ضعیف ، بر هم کنش همان دو قطبی الکتریکی \vec{P} با میدان الکتریکی \vec{E} را می توان بصورت یک اختلال در سیستم اتمی به شکل زیر در نظر گرفت :

$$V = -\vec{P} \cdot \vec{E} = \sum P_i E_i \quad (I = x, y, z) \quad (11-2)$$

اگر حالت سکون اتم با رابطه زیر شرح داده شود :

$$H_0 \phi(\vec{r}) = \ell_0 \phi_0(\vec{r}) \quad (12-2)$$

که در مورد اتمهای الکترونی، مثلاً به معادله تبدیل می شود، این رابطه نشان می دهد

که معادله شرودینگر در حضور برهم کنش دو قطبی بصورت زیر است :

$$H \phi(\vec{r}, \vec{E}) = (H_0 + V) \phi(\vec{r}, \vec{E}) = \ell(\vec{E}) \phi(\vec{r}, \vec{E}) \quad (13-2)$$

رابطه ای مستقیماً بصورت زیر بدست می آید :

$$(14-2)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\ell}{dE_i} &= \frac{d}{dE_i} \langle \phi | \hat{H} | \phi \rangle = \int \frac{\partial \phi}{\partial E_i} \hat{H} \phi dv + \int \phi^* H \frac{\partial \phi}{\partial E_i} \phi dV + \int \phi^* H \frac{\partial \phi}{\partial E_i} dv \\ &= \ell \frac{d}{dE_i} \langle \phi | \phi \rangle + \langle \phi | \frac{\partial \hat{H}}{\partial E_i} | \phi \rangle = \langle \phi | -\hat{P}_i | \phi \rangle - \langle P_i \rangle \end{aligned}$$

که با بکاربردن وسط تیلور برای انرژی داریم :

$$(15-2)$$

$$\begin{aligned} \langle P_i \rangle &= -\frac{d}{dE_i} \left[\ell(0) + \sum_{i=x,y,z} \left[\frac{\partial \ell}{\partial E_i} \right]_0 E_i + \frac{1}{2} \sum \left(\frac{\partial^2 \ell}{\partial E_i \partial E_j} \right) E_i E_j + \dots \right] \\ &= -\left[\frac{\partial \ell}{\partial E_i} \right]_0 - \sum_{j=x,y,z} \left[\left(\frac{\partial^2 \ell}{\partial E_i \partial E_j} \right) \right]_0 E_j = \langle P_{oi} \rangle + \sum_{j=x,y,z} \alpha_{ij} E_j \end{aligned}$$

بزرگی مؤلفه های ممان دو قطبی می تواند بر حسب مؤلفه های ممان دو قطبی ثابت

\vec{P}_0 بیان می شود، که در جامدات قطبیده وجود دارد، و عضوهای تانسور قابلیت

پلاریزاسیون به صورت زیر است :

$$\alpha_{ij} = - \left[\frac{\partial^2 \ell}{\partial E_i \partial E_j} \right]_0 \quad (16-2)$$

اگر انرژی را بر حسب $\langle P_i \rangle$ بسط دهیم ، داریم :

$$\ell(\vec{E}) = \ell(0) - \sum_{i=x,y,z} \langle P_i \rangle E_i - \frac{1}{2} \sum_{i,j=x,y,z} \alpha_{ij} E_i E_j \quad (17-2)$$

که با جواب تقریبی که بوسیله تئوری اختلال حالت سکون بدست می آید ، مقایسه

$$\begin{aligned} \ell(\vec{E}) &= \ell(0) + \langle \varphi_0 | \hat{V} | \varphi_0 \rangle + \sum_n \frac{\langle \varphi_0 | \hat{V} | \varphi_n \rangle \langle \varphi_n | \hat{V} | \varphi_0 \rangle}{\ell_0 - \ell_n} \\ &= \ell(0) - \sum \langle P_i \rangle E_i + \sum_n \sum_{i,j=x,y,z} \frac{\langle \varphi_0 | \hat{P}_i | \varphi_n \rangle \langle \varphi_n | \hat{P}_j | \varphi_0 \rangle}{\ell_0 - \ell_n} E_i E_j \end{aligned}$$

شد ، یعنی :

این نشان می دهد که تانسور قابلیت پلاریزاسیون مؤلفه های به شکل زیر دارد :

$$\alpha_{ij} = -2 \sum_n \sum_{i,j=x,y,z} \frac{\langle \varphi_0 | \hat{P}_i | \varphi_n \rangle \langle \varphi_n | \hat{P}_j | \varphi_0 \rangle}{\ell_0 - \ell_n} \quad (19-2)$$

تانسور قابلیت پلاریزاسیون همیشه می تواند بر حسب سه مؤلفه α_{ij} در طول محورهای اصلی اش تعریف شود و در مورد جامدات با شکل مکعبی متقارن به اسکالر α تبدیل می شود .

وقتی که بردار پلاریزه \vec{P} با میدان الکتریکی \vec{E} متناسب است ، دی الکتریک خطی داریم . اگر خواص الکتریکی نشان در همه جهت ها یکسان باشند ، دی الکتریک ایزوتوپ است . و می توانیم بنویسیم :

$$\vec{P} = \lambda_e \ell_0 \vec{E} \quad (20-2)$$

λ_e اسکالر است ، و پذیرفتاری الکتریکی نامیده می شود . در دی الکتریکهای غیر

ایزوتوپ که ممکن است \vec{P}, \vec{E} جهت‌های مختلفی داشته باشند ، پذیرفتاری الکتریکی

یک تانسور درجه دوم است و مؤله های \vec{P}, \vec{E} را بهم مرتبط می کند .

وقتی که برای تحقیق در مورد میدانهای الکتریکی در دی الکتریکها قانون گوس را

بکار می بریم لازم است شامل چگالی بارهای پلاریزاسیون ρ_p باشد ، به این ترتیب

که :

$$V \cdot (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) = \rho \quad (22-2)$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (23-2)$$

میدان الکتریکی \vec{E} مستقل از محیط اطراف تعریف شده است . در دی الکتریک

خطی ایزوتوپ معادله (20-2) را بکار می بریم و جابجایی \vec{D} بصورت زیر

می شود :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \lambda_e \epsilon_0 \vec{E} = \epsilon_0 (1 + \lambda_e) \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \quad (24-2)$$

که $\epsilon_r = 1 + \lambda_e$ بعنوان گذر دهی نسبی شناخته شده است و ϵ_r یک ثابت برای دی

الکتریکهای ایزوتوپی است ، و برای مواد غیر ایزوتوپ (ϵ_r, λ_e) با یک تانسور مرتبه

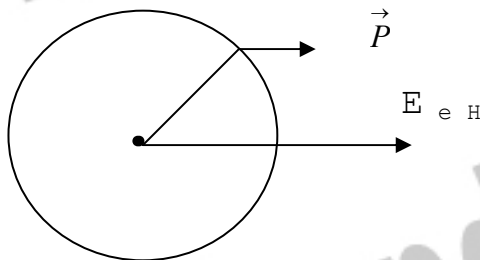
دوم نشان داده می شود .

در یک جامد دی الکتریک ممان دو قطبی هر اتم بوسیله یک میدان مؤثر تعیین می شود، که شامل مجموع میدان \vec{E} و مجموع میدان همه دو قطبی های دیگر است. این میدان مؤثر E_{eff} می تواند در یک دی الکتریک ایزوتوپ خطی بوسیله مورد مطالعه قرار دادن یک ناحیه کروی به شعاع r از مرکز اتم، حساب شد. میانگین میدان تعیین شده بوسیله یک توزیع ایزوتوپی یکنواخت اتمهای درون کره صفر است. بنابراین سهم همه دو قطبی های اتمی دیگر از \vec{E}_{eff} به میدان مرتبط شده با پلاریزاسیون بارهای سطحی در کره کاهش می یابد.

در آنچه در شکل (۲-۲) شرح داده شده است، چگالی بار سطحی با زاویه θ در جهت میدان برابر منفی مؤلفه نرمال بردار پلاریزه \vec{P} دی الکتریک در خارج ناحیه کروی است.

$$\sigma = -\vec{P} \cdot \hat{n} = -P \cos \theta \quad \sigma = -\vec{P} \cdot \hat{n} = -P \cos \theta \quad (2-15)$$

شکل ۲-۲ محاسبه میدان الکتریکی بواسطه چگالی بار سطحی پلاریزاسیون روی کره



بار حلقه با پهنای $Rd\theta$ و شعاع $R\int \sin\theta$ با رابطه $dq = (-Pcn\theta)(2\pi R\int \sin\theta)Rd\theta$ داده

شده است. و یک میدان در مبدأ، موازی با میدان اعمالی، با بزرگی زیر تولید

می شود:

$$dE_p = \frac{dq \cos\theta}{4\pi\epsilon_0 R^2} = \frac{2\pi R^2 \cos^2\theta \sin\theta d\theta}{4\pi\epsilon_0 R^2} = -\frac{P}{2\epsilon_0} \cos^2\theta d(\cos\theta) \quad (25-2)$$

انتگرالگیری روی کره مستقیم و بی واسطه است و سهم بارهای پلاریزه به میدان

اعمالی را می دهد؛ بصورت:

$$\vec{E}_p = \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0} \quad (27-2)$$

و ما سپس میدان مؤثر را بدست می آوریم:

$$\vec{E}_{eff} = \vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0} \quad (28-2)$$

با فرض اینکه ممان دو قطبی هر اتم متناسب با میدان مؤثر است ما می توانیم

بنویسیم:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \vec{E}_{eff} = \epsilon_0 \left[\vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0} \right] \quad (29-2)$$

ϵ_0 قابلیت پلاریزاسیون هر اتم است. پلاریزاسیون \vec{P} برای N اتم در واحد حجم با

رابطه زیر داده شده است:

$$\vec{P} = N \vec{P} = \epsilon_0 \left[\vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0} \right] \quad \text{یا} \quad \vec{P} = \frac{N \epsilon_0}{1 - \frac{N \epsilon_0}{3}} \vec{E} \quad (30-2)$$

مقایسه دو معادله $\vec{P} = \hat{\lambda}_\ell \ell_0 \vec{E}$ و $\ell_r = 1 + \hat{\lambda}_\ell$ ثابت دی الکتریک بر حسب قابلیت

پلاریزاسیون ∞ و تعداد اتمها در واحد حجم بصورت زیر بدست می آید :

$$\ell_r = \frac{1 + 2N \infty / 3}{1 - N \infty / 3} \quad (۲ - ۳۱)$$

این معادله بالا را بصورت زیر هم می توان نوشت :

$$\frac{\ell_r - 1}{\ell_r + 2} = \frac{N \infty}{3} \quad (۲ - ۳۲)$$

که این معادله بعنوان معادله « کلسیوس - موسوتی » شناخته شده است . برای یک

کریستال ما بیشتر از یک اتم در حالت پایه ، معادله موسوتی بصورت زیر نوشته مس

شود :

$$\frac{\ell_r - 1}{\ell_r + 2} = \frac{1}{3} \sum N_i \infty_i \quad (۲ - ۳۳)$$

که جمع بر روی اتمهای پایه است .

فروضهای مورد قبول در بدست آوردن فرمولهای « کلسیوس - موسوتی »

عبارتند از :

الف) پلاریزاسیون مولکولهای فقط توسط جابجایی الاستیک می باشد ، چون فرض بر

این است که این سازو کاری باشد که به موجب آن گشتاور دو قطبی با میدان ،

متناسب است .

ب) عدم حضور بر هم کنشهای برد - کوتاه (غیر دو قطبی) ؛

ج) نا همسانگردی قطبش پذیری مولکول

د) ناهمسانگردی آرامش مولکولها

تمام این شرایط توسط گازهای نادر و تعداد کمی از گازهای دیگر برآورده می شوند .

(۲ - ۳) جامدات یونی :

اکثر جامدات دی الکتریک ، کریستالها یا بلورهای یونی هستند ، و ما برای سادگی و راحتی کار آنها را بلورهای دارای تقارن مکعبی با ساختار هالیه قلیایی در نظر می گیریم که در آنها ، سلول واحد مرکب از یک آنیون با جرم M و یک کاتیون با جرم M_t می باشد .

بلورهای مکعبی با توجه به تحریک اولیه کار روی چند سلول واحد ، بزرگ است ($ka \ll 1$) . در نتیجه خواص دی الکتریکی را تقریباً می توان بر حسب ثابتهای ماکروسکوپی توضیح داد که برای مقادیر پیوسته معین می گردند و منشأ پاسخ دی الکتریکی جامدات یونی ، از طریق مکانیزه های پلاریزاسیون یونی ، بطور کاملاً واضح در یک بلور یونی خطی آشکار می گردد و دارای نتایجی است که به سادگی در سه بعد تعمیم داده می شود .

یک سلول واحد به طول a ، از یک رشته خطی یونی ، حاوی یک کاتیون M_t و یک آنیون M است و همانگونه که در شکل (۲ - ۳) نشان داده می شود ، به ترتیب دارای

موقعیتهای تعادل pa و $(P + \frac{1}{2})a$ می باشد .

شکل (۲ - ۳)

در یک تخمین هماهنگ ، دو معادله حرکت که به سلول واحد P ام مربوط است ،

جایگزین معادله حرکت یون P ام یعنی معادله (۲ - ۱) می شود که برای شبکه تک

اتمی ؟ مشتق گرفته می شود :

$$M \frac{d^2 SP}{dt^2} = -K_0 S_P + \frac{\mu_0}{2} S_{P+1} + \frac{\mu_0}{2} S_{P-1} = -\frac{\mu_0}{2} (S_P - S_{P-1}) - \frac{\mu_0}{2} (S_P - S_{P+1}) \quad (۲ - ۳۴)$$

$$M_- \frac{d^2 SP^+}{dt^2} = \frac{\mu_0}{2} (S_P^+ + S_{P+1}^+ - 2S_P^+) \quad (۲ - ۳۵)$$

$$M_+ \frac{d^2 SP^+}{dt^2} = \frac{\mu_0}{2} (S_P^- + S_{P-1}^+ - 2S_P^+) \quad (۲ - ۳۵)$$

چنین فرض می شد که نزدیکترین همسایه ها ، دارای تأثیر متقابل هستند و ضریب

ثابت جفت شدگی برای مقاوم جفت یونها یکسان است . جابجایی های یونهای

M_+ (یا M_-) که همگی با تقارن انتقالی هم ارز هستند ، به همان روش حالت

زنجیره تک اتمی به هم مربوط می گردند .

و بنابراین ما جوابها را به شکل زیر در نظر نمی گیریم :

$$S_P^+ = A_+ \ell^{I(\mu p a - \omega_k t)} \quad \text{و} \quad \bar{S}_P = A_- \ell^{i \left[\mu \left(P + \frac{1}{2} \right) a - \omega_k t \right]} \quad (۲ - ۳۶)$$

با جایگزینی در معادلات (۲ - ۳۵) ، دو معادله خطی مشابه در A_+ و A_- بدست

می آید :

$$\text{و} \quad -\omega_k^2 M_- A_- = K_0 \left[A_+ \cos \frac{ka}{2} - A_- \right] \quad (۳۷ - ۲)$$

$$-\omega_k^2 M_+ A_+ = K_0 \left[A_- \cos \frac{ka}{2} - A_+ \right]$$

مدلهای ارتعاشی با یک معادله ویژه به شکل زیر تعیین می شوند :

$$\begin{vmatrix} K_0 - M_+ \omega_k^2 & -K \cos \frac{Ka}{2} \\ -K \cos \frac{Ka}{2} & K_0 - M_+ \omega_k^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (۳۸ - ۲)$$

که یک معادله درجه دوم بر حسب ω_k^2 می باشد :

$$M_+ M_- \omega_k^4 - \mu_0 (M_+ M_-) \omega_k^2 + K_0^2 \sin^2 \frac{ka}{2} = 0 \quad (۳۹ - ۲)$$

و می توان به صورت زیر نوشت :

$$\omega_k^4 - \frac{K_0}{\mu} \omega_k^2 + \frac{K_0^2}{\mu M} \sin^2 \frac{Ka}{2} = 0 \quad (۴۰ - ۲)$$

که $M = M_+ + M_-$ جرم کل و $\mu = \frac{M_+ M_-}{M}$ جرم کاهش یافته یک جفت یون می باشد .

این نشان می دهد که فرکانسهای عادی با رابطه پراکندگی ارائه می گردند :

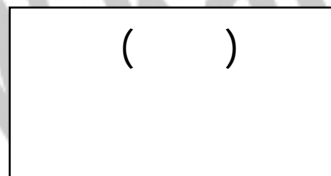
$$\omega_k = \frac{K_0}{2\mu} \pm \frac{K_0}{\mu M} \left[1 - \mu \frac{4\mu}{M} \sin^2 \frac{Ka}{2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (۴۱ - ۲)$$

که در شکل (۲ - ۴) ، با منطقه کاهش یافته ، با فرض یک توزیع تقریباً یکنواخت و

پیوسته ω_k اراده می گردد . بدیهی است که دو مد عادی ، با هر مقدار K مطابقت

دارد و بنابراین درکل $2N$ مد عادی وجود دارد که N تعداد مسلول واحد

می باشد .





دو شاخهٔ رابطه یک رابطهٔ پراکندگی یک حالت آکوستیکی (فرکانس پایین) و یک حالت اپتیکی (فرکانس بالا) را در هر سلول واحد تعیین می کند . برای مقادیر پایین K ، جوابهای معادلهٔ (۲ - ۴۱) بدین شکل است :

$$\omega_0^2 \min = \frac{K_0}{\mu} \quad \text{و} \quad \omega_A^2 \max = \frac{K_0}{M} \left[\frac{K_0}{2} \right] \quad (۲ - ۴۲)$$

در صورتیکه در مرز منطقهٔ بریلون $\left(K = \frac{\pi}{a} \right)$ ، بدست می آوریم :

$$\omega_0^2 \min = \frac{K_0}{M_+} \quad \text{و} \quad \omega_0^2 \min = \frac{K_0}{M_-} \quad (۲ - ۴۳)$$

دو شاخه با فاصلهٔ فرکانس $\Delta\omega = \omega_{0\min} - \omega_{A\max}$ از هم جدا می شوند که هرگاه اختلاف

$M_- - M_+$ کاهش یابد آن فاصله کم می شود . اگر $M_- = M_+$ باشد ، یعنی هنگامیکه

شبکه یونی را بتواند به عنوان یک زنجیرهٔ تک اتمی با طول سلول واحد $\frac{a}{2}$ در نظر

گرفت ، فاصله فرکانس وجود نخواهد داشت .

نسبت بزرگی دو اتم همانگونه که با معادلات (۲ - ۳۲) ارائه می گردد ، تابعی از

فرکانس است :

$$(۲) \quad (۴۴ -)$$

$$\frac{A_+}{A_-} = \frac{K_0 - M_- \omega K^2}{K_0 \cos\left(\frac{Ka}{2}\right)} = \frac{1 - \frac{M_-}{2M} + \frac{M_-}{2M} \left[1 - \frac{4M_-}{K} \sin^2 \frac{Ka}{2} \right]}{\cos\left(\frac{Ka}{2}\right)}$$

علامت پایین تر با شاخهٔ آکوستیک مطابقت دارد که در حد فرکانس کوتاه یا طول موج

بلند $(Ka \ll 1)$ ، نسبت بزرگی تقریباً واحد است . این نسبت برای هر مقدار K در

اولین منطقه بریلون مثبت است ، و بنابراین تمام اتمها در همان مسیر حرکت می مانند
. شاخه اپتیکی با علامت بالاتر در معادله (۲ - ۴۴) توصیف می شود ، که نشان

می دهد طول موج مدلهای اپتیکی $(Ka \ll 1)$ با $\frac{A_+}{A_-} = \frac{M_+}{M_-}$ مطابقت دارد .

بعبارت دیگر ، برای ارتعاشات طول موج بلند ، یونهای مجاور در مسیر مخالف
حرکت می کنند ، بطوریکه مرکز جرم هر سلول یونی ، ثابت می گردد . مدلهای اپتیکی
سبب پلاریزاسیون الکتریکی می شوند ، بنابراین با امواج الکترو مغنازیس ها می توان
انها را برانگیخته کرد .

اینک یک بلور یونی حاوی N جفت یون در واحد حجم با جرمهای یونی M_+ و M_-
و با بارهای $\pm Ze$ در نظر بگیرید ، که Z والانس می باشد . در هر لحظه مشخص ، کل
یونهای مثبت دارای جابجایی \bar{S}_+ و تمام یونهای منفی دارای جابجایی \bar{S}_- از موقعیتهای
تعادل خود هستند که سبب پلاریزاسیون می شود :

$$\vec{P} = \frac{1}{V} \sum \vec{P} = NZe \left(\bar{S}_+ - \bar{S}_- \right) \quad (۲ - ۴۵)$$

در حد طول موج بلند ، می توانیم فرض کنیم که در هر لحظه زمانی کل یونهای دارای
علامت مشابه ، همان جابجایی مشابه را از حالت تعادل آزمایش می کنند
(یعنی از حالت تعادل بطور یکسان جابجا می شوند) . بنابراین می توانیم عنوان
سلول واحد را در معادله (۲ - ۳۵) حذف نماییم ، کم در حضور یک میدان مؤثر E_{eff}
در محل هر یون ، معادله زیر را بدست می آوریم :

(۲ - ۴۶)

$$M_+ \frac{d^2 \vec{s}}{dt^2} = Ze \vec{E}_{eff} - K_0 \left(\vec{S}_+ - \vec{S}_- \right)$$

$$M_- \frac{d^2 \vec{s}}{dt^2} = -Ze \vec{E}_{eff} - K_0 \left(\vec{S}_+ - \vec{S}_- \right)$$

با تفریق دو معادله جایگزینی \vec{P} از معادله (۲ - ۴۵) ، معادله زیر بدست می آید :

$$\frac{d^2 \vec{p}}{dt^2} = \frac{NZ^2 e^2}{\mu} E_{eff} - \frac{K_0 \vec{P}}{\mu} \quad (۲ - ۴۷)$$

که μ جرم کاهش یافته است . در اینجا لازم است یک فرکانس پلاسمایی بدون یون

را بصورت زیر تعریف کنیم :

$$\Omega_p^2 = \frac{NZ^2 e^2}{\mu \ell_0} \quad (۲ - ۴۸)$$

که در اینصورت معادله (۲ - ۴۷) بصورت زیر در می آید :

$$\frac{d^2 \vec{p}}{dt^2} = \Omega_p^2 \vec{E}_{eff} - \frac{K_0 \vec{P}}{\mu} \quad (۲ - ۴۹)$$

\vec{E}_{eff}, \vec{P} هر دو تابعهایی از میدان ماکروسکوپی \vec{E} در یک محیط دی الکتریک هستند

که قواعد کلی الکترو استاتیک را برآورده می سازد . در قانون گوس ، در صورت نبود

حاملهای آزاد ($\ell=0$) معادله زیر را داریم :

$$\nabla \cdot (\ell_0 \vec{E} + \vec{P}) = 0 \quad (۲ - ۵۰)$$

در صورتیکه قانون کرل عبارت است از :

$$\nabla \times \vec{E} = 0 \quad (۲ - ۵۱)$$

در بلورهای مکعبی ، \vec{p} همواره موازی \vec{E} می باشد ، و چنین فرض می شود که :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \ell^{i(\vec{K} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad \vec{P} = \vec{P}_0 \ell^{i(\vec{K} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (2 - 52)$$

از معادلات (2 - 50) و (2 - 51) مشخص می شود که دو بردار بایستی بطور

همزمان شرایط زیر را برآورده کنند :

$$\vec{K} \cdot (\ell_0 \vec{E} + \vec{P}) = 0 \quad (2 - 53)$$

$$\vec{K} \times \vec{E} = 0 \quad (2 - 54)$$

به دلیل اینکه E_{eff} داده شده با معادله $E_{eff} = \vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\ell_0}$ دارای همان وابستگی زمان

\vec{E}, \vec{P} است ، معادله (2 - 54) بدین صورت در می آید :

$$-\omega^2 \vec{P} = \Omega_p^2 \vec{E}_{eff} - \frac{K_0}{\mu} \vec{P} \quad (2 - 55)$$

که E_{eff} برای مدلهای اپتیکی طولی که \vec{p} موازی \vec{K} است و برای مدلهای اپتیکی

متقاطع که \vec{p} عمود \vec{K} است ، مقادیر مختلفی را می پذیرد :

در یک مد طولی ، معادله (2 - 54) همواره برآورده می شود ، زیرا \vec{E} موازی با \vec{P} و

بنابراین موازی با \vec{K} می باشد ، در حالیکه معادله (2 - 53) مستلزم آن است

که :

$$\vec{E} = -\frac{\vec{P}}{\ell_0} \quad \text{یا} \quad \vec{E}_{eff} = \vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\ell_0} = -\frac{2\vec{P}}{3\ell_0} \quad (2 - 56)$$

که از معادله $\vec{E}_{eff} = \vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\ell_0}$ استفاده شده است . با جایگذاری در معادله (2 - 55)

بدست می آوریم .

$$-\omega^2 \vec{P} = \Omega_p^2 \ell_0 \left[-\frac{2\vec{P}}{3\ell_0} \right] - \frac{K_0 \vec{P}}{\mu} \quad (۵۷ - ۲)$$

و این $\omega = \omega_L$ را تعیین می کند که فرکانس مد اپتیکی طولی با طول موج بلند $K \rightarrow 0$ می باشد:

$$\omega_L = \frac{K_0}{\mu} + \frac{2}{3} \Omega_p^2 \quad (۵۸ - ۲)$$

در مد اپتیکی متقاطع، که \vec{E}, \vec{P} هر دو بر \vec{K} عمودند، بطورسکه معادله (۵۳ - ۲) همواره بر آورده می شود، شرایط (۵۴ - ۲) بدین معناست که:

$$\vec{E} = 0 \quad \text{یا} \quad \vec{E}_{eff} = \vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\ell_0} = \frac{\vec{P}}{3\ell_0} \quad (۵۹ - ۲)$$

یا جایگذاری در معادله (۵۵ - ۲)، فرکانسهای مجاز زیر بدست می آید.

$$-\omega^2 \vec{P} = \Omega_p^2 \ell_0 \left[-\frac{\vec{P}}{3\ell_0} \right] - \frac{K_0 \vec{P}}{\mu} \quad (۶۰ - ۲)$$

که با ω_r مشخص می شوند و بصورت زیر خوانده می شوند.

$$-\omega_r^2 = \frac{K_0}{\mu} + \frac{1}{3} \Omega_p^2 \quad (۶۱ - ۲)$$

برای یک میدان اختیاری \vec{E} ما می توانیم \vec{E}_{eff} معادله $\vec{E}_{eff} = \vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\ell_0}$ را در معادله

(۵۵ - ۲) جایگزین کنیم که به ما امکان می دهد تا نقاط حساس را بدست آوریم:

$$\gamma(\omega) = \frac{\vec{P}}{\ell_0 \vec{E}} = \frac{\Omega_p^2}{\kappa_0 \mu - \frac{1}{3} \Omega_p^2 - \omega^2} = \frac{\Omega_p^2}{\omega^2_i - \omega^2} \quad (۶۲ - ۲)$$

. سپس گذار نسبی را بصورت زیر بدست می آوریم :

$$l_r(\omega) = 1 + \gamma(\omega) = \frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_t^2 - \omega^2} = l_r(\infty) \frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_t^2 - \omega^2} \quad (2 - 63)$$

که مشخص می گردد که اگر $\omega \rightarrow \infty$ برود ، $l_r(\omega) \rightarrow 1$. این نتیجه در شکل نشان

داده شده است . برای $\omega = 0$ معادله (۲ - ۶۳) رابطه - sachs - ddane 1Y

reller نامیده می شود :

$$\frac{l_r(0)}{l_r(\infty)} = \frac{\omega_t^2}{\omega_L^2} \quad (2 - 64)$$

بین ثابتهای دی الکتریکی استاتیک $l_r(0)$ و $l_r(\infty)$ که در شکل (۲ - ۵) این نشان

داده شده است و فرکانسهای مدلهای اپتیکی طولی و متقاطع تغییر می کند . جایگذاری

میدان الکتریکی ، معادله (۲ - ۵۲) در معادله موج برای ماده دی الکتریکی ، راحت

می باشد و بدین صورت می باشد .

$$\nabla^2 \vec{E} - \ell \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial r^2} = 0 \quad \text{یا} \quad \kappa^2 = \frac{\omega^2}{\omega^2} l_r(\omega) \quad (2 - 65)$$

که چنین فرض می شو که $\mu_r \approx 1$ از معادله (۲ - ۶۵) چنین بر می آید که در

فاصله $\omega_t < \omega < \omega_L$ بردار موج کاملاً موهومی است زیرا $l_r(\omega) < 0$ است . میدان نوسان

بطور نهایی در این حوزه فرکانس کاهش می یابد ، زیرا با جایگذاری

$$\kappa = \frac{\omega}{C} \sqrt{-l_r(\omega)} \quad \text{در معادله (۲ - ۵۲) بدست می آید .}$$

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E} e^{-v_r \Sigma} e^{i\omega t} \quad (2 - 66)$$

چنین فرض می شود که $\vec{K} = K\vec{l}\vec{n}$ و $\vec{\lambda} = \vec{e}_n \cdot \vec{r}$. این رفتار با خط چین $l_r(\omega)$ که

در داخل شکل (۲ - ۵) الف نشان داده می شود، مطابقت دارد که با آزمایشها روی

مواد دی الکترویک تأیید می گردد.

شکل (۲ - ۵)

هنگامیکه معادله (۲ - ۶۳) را در (۲ - ۶۵) جایگزین شود، داریم،

$$\frac{c^2 k}{\omega^2} = l_r(\infty) \frac{\omega_L^2 - \omega^2}{\omega_T^2 - \omega^2} = \frac{l_r(0)\omega_L^2 - l_r(\infty)\omega^2}{\omega_T^2 - \omega^2} \quad (۲ - ۶۷)$$

رابطه پراکندگی برای امواج الکترومغناطیسی در بلورهای یونی به شکل زیر بدست

می آید:

$$l_r(\infty)\omega^4 - [l_r(0)\omega_T^2 + C^2\kappa^2]\omega^2 + C^2\kappa^2\omega^2 = 0 \quad (۲ - ۶۸)$$

دو جواب زیر:

$$\omega^2 = \frac{1}{2l_r(\infty)} \left\{ l_r(0)\omega_T^2 + C^2\kappa^2 \pm \left[(l_r(0)\omega_T^2 + C^2\kappa^2)^2 - 4\kappa^2 C^2 \omega_T^2 l_r(\infty) \right]^{1/2} \right\} \quad (۲ - ۷۰)$$

در حد طول موج بلند ($\kappa \rightarrow 0$)، به صورت زیر تبدیل می شوند:

$$\omega_1(k) = \sqrt{\frac{l_r(0)\omega_T^2 + C^2\kappa^2}{l_r(\infty)}} = \sqrt{\omega_L^2 + \frac{C^2\kappa^2}{l_r(\infty)}} \quad \text{و} \quad \omega_2(k) = \frac{c\kappa}{\sqrt{l_r(0)}} \quad (۲ - ۷۰)$$

و یک رفتار متمایز مجانبی را نشان می دهند.

$$\omega_2(k) = \frac{c\kappa}{\sqrt{l_r(\infty)}} \quad \omega_2(k) = \omega_T \quad (۲ - ۷۱)$$

مخفی پراکندگی که در شکل (۲ - ۵) ب نشان داده شده است . مرکب از دو شاخه است . شاخه دارای فرکانس بالا $\omega_r(K)$ دارای یک ناحیه خطی است که ویژه فوتون نوری می باشد در حالیکه ، معادله (۲ - ۷۱) شاخه دارای فرکانس پایین ، در ناحیه فرکانس ثابت معادله (۲ - ۷۱) همانند مد اپتیکی متقاطع فوتون عمل می کند . هر دو شاخه با فاصله فرکانس $\omega_r \langle \omega \langle \omega_L$ از هم جدا می شود . بر انگیزختگی های اولیه ارتعاشهای شبکه یونی با یک میدان الکترومغناطیسی ، اغلب بعنوان قطبی شدن ها مورد اشاره قرار می گیرد ، که به امواج الکترو مغناطیسی ایستاده در بلورهای یونی مربوط می شود و حامل انرژی پلاریزاسیون مدلهای ارتعاشی یون می باشد .

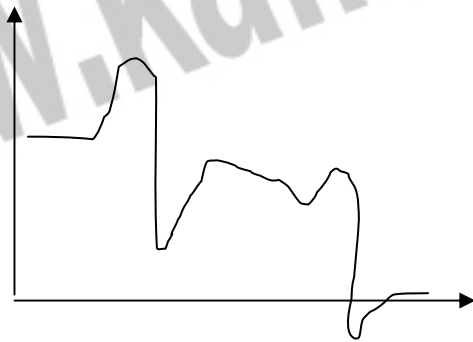
(۲ - ۴) قابلیت قطبی شدن وابسته به فرکانس :

پاسخ جامدات یونی دی الکتریک برای میدانهای دی الکتریکی کاربردی با فرکانس بالا را می توان به دور روش مورد بحث قرار دارد . اول بر حسب پلاریزاسیون یونی از طریق حرکت نسبی یونهای مثبت و منفی تحت تأثیر میدان الکتریکی بکار برده شده . دوم بر حسب مکانیزمهای پلاریزاسیون الکترونیکی که در هر جامد دی الکتریکی رخ می دهد و مرکب از جابجایی الکترونها در اتم نسبت به هسته می باشد . تأثیر فرکانس بر پلاریزاسیون یک دی الکتریک بطور طرح وار در شکل (۲ - ۶) نشان داده شده است .

هنگامیکه هرج الکترو مغناطیسی دارای فرکانس نسبتاً پایین از یک جامد یونی عمود می کند ، الکترونهاي والانس و جابجایی هسته های یون درگذردهی نسبی $\ell_r(0)$

دخالت دارند. تأثیر رزونانس در ناحیه‌ی که تنها الکترونها پیوند می‌تواند به آن پاسخ دهد، گذردهی نسبی همانگونه که در شکل (۲-۵) الف نشان داده می‌شود، دارای یک مقدار نسبتاً کوچکتر است. پلاریزاسیون الکترونیکی، تا یک فرکانس زاویه‌ای حدود $10^{14} \frac{rad}{s}$ باقی می‌ماند که در ناحیه‌ی اپتیکی است. رزونانس دیگر معمولاً در این ناحیه رخ می‌دهد.

شکل (۲-۶)



رفتار زرنانی قابلیت پلاریزاسیون را می‌توان با جایگزینی $\vec{p} = N \alpha_i(\omega) \ell_0 \vec{E}_{eff}$ که N تعداد جفت یونها و $\alpha_i(\omega)$ قابلیت پلاریزاسیون یونی است، در معادله (۲-۵۵) بدست آورد که از این جایگزینی معادله‌ی زیر حاصل می‌شود:

$$\alpha_i(\omega) \frac{\Omega_p^2 / N}{\kappa_{0/\mu} - \omega^2} = \frac{Z^2 e^2}{\mu \ell_0 (\omega_i^2 - \omega^2)} \quad (۲-۷۲)$$

از نقطه نظر ویژه در قابلیت پلاریزاسیون یونی که از معادله (۲-۷۲) و (۲-۶۳) نشان می‌دهد که وجود یک چگالی بزرگ برای یونهای قابل پلاریزه، دارای تأثیر انتقال فرکانس رزونانس گذار نسبی به یک مقدار کمتر می‌باشد.

$$\omega_T = \left(\omega_i^2 - \frac{1}{3} \theta_p^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (۲-۷۳)$$

قابلیت پلاریزاسیون الکترونها ی پیوند القاء شده بوسیله یک میدان الکتریکی در حال

نوسان ، با بی نظمی سیستم اتمی وابسته به زمان در ارتباط است که مشابه سیستم

اتمی معرفی شده برای میدانهای استاتیک می باشد ، یعنی معادله زیر :

$$v(t) = -\vec{P} \cdot \vec{E}(+) - P_x E(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) \quad (74-2)$$

برای سادگی چنین فرض می شود که میدان الکتریکی در جهت X بکار رفته است .

هنگامیکه پتانسیل آشفتگی مریضاً وابسته به زمان باشد ، مقدار انتظاری دو قطبی

لحظه ای یعنی :

$$\langle P_x \rangle = \int 4^*(t) P_x \varphi(4) dv \quad (75-2)$$

بایستی بر حسب تابعهای موج که با نظریه اختلال وابسته به زمان ارائه گردید به شکل

زیر محاسبه شود .

$$\varphi(t) = \varphi_0 e^{-L\ell_N T/h} + \sum_{n=0} \theta_{n(T)} e^{-L\ell_N T/h} \quad (76-2)$$

و با جایگزینی دو معادله (75-2) داریم :

$$(77-2)$$

$$\langle p_x \rangle = \int \varphi_0^* \hat{P}_x \varphi_0 dv \sum_{N \neq 0} \left[a_n(t) e^{-i(\ell_n - \ell_0)t/h} \int \varphi_0^* \hat{P}_x \varphi_n dv + a_n^*(t) e^{-i(\ell_n - \ell_0)t/h} \int \varphi_0^* \hat{P}_x \varphi_0 dv \right]$$

$$\langle p_{x0} \rangle + \sum_{N \neq 0} \int \left[\langle \varphi_0 | \hat{P}_x | \varphi_n \rangle a_n(t) e^{-i\omega'_t} + \langle \varphi_0 | \hat{P}_x | \varphi_0 \rangle a_n^*(t) e^{-i\omega_{not}} \right]$$

که تنها جملات خطی در میدان الکتریکی حفظ شده اند ، و فرکانسهای زاویه ای به نوسانات طبیعی مربوط می شد و انتظار می رود تا در حضور میدان نوسان ناپذیر

گردند . ضرایب برای اولین تخمین صورت زیر ارائه داده شده است .

(۷۸ - ۲)

$$a_n(n) = -\frac{i}{\hbar} \int_0^t \langle \varphi_n | \hat{V}(t) | \varphi_0 \rangle e^{i(\ell_n - \ell_0)t/\hbar} dt = -\frac{i}{\hbar} \langle \varphi_0 | \hat{P}_x | \varphi_0 \rangle E \int_0^t [e^{i(\omega_{n0} - \omega_0)t} + e^{i(\omega_{n0} + \omega_0)t}] dt$$

$$= \frac{\langle \varphi_0 | \hat{P}_x | \varphi_0 \rangle E}{\hbar} \left[\frac{e^{i(\omega_{n0} + \omega_0)t}}{\omega_{n0} + \omega_0} + \frac{e^{i(\omega_{n0} - \omega_0)t}}{\omega_{n0} - \omega_0} \right]$$

$$= e^{i\omega_{n0}t} \frac{\langle \varphi_0 | \hat{P}_x | \varphi_0 \rangle E}{\hbar(\omega_{n0}^2 - \omega^2)} (2\omega_{n0} \ell \omega t - 2i\omega \sin \omega t)$$

که جابجایی اختلال سریع در $T = 0$ یک حد T- LARGE و یک افزایش آرام در نظر

گرفته ایم . با جایگزینی این نتیجه و ترکیب پیچیده آن در معادله (۷۷ - ۲) حاصل

بدست می آید :

$$\langle P_x \rangle = \langle P_{x0} \rangle + \frac{2}{\hbar} (2E \ell \omega t) \sum_{N \neq 0} \frac{\omega_{on} |\langle \varphi_n | \hat{P}_x | \varphi_0 \rangle|^2}{\omega_{no}^2 - \omega^2} \quad (۷۹ - ۲)$$

به دلیل اینکه معادله (۷۹ - ۲) که در آن $2E \cos \omega t = E(t)$ ، شکل معادله (۱۵ - ۲)

را دارد ، چنین استنباط می گردد که قابلیت پلاریزاسیون الکترونیکی وابسته به فرکانس

بصورت زیر خوانده می شود :

$$\alpha_e(\omega) = \frac{2}{\hbar} \sum_{N \neq 0} \frac{\omega_{on} |\langle \varphi_n | \hat{P}_x | \varphi_0 \rangle|^2}{\omega_{no}^2 - \omega^2} = \frac{\ell^2}{m_e} \sum_{N \neq 0} \frac{F_{no}}{\omega_{no}^2 - \omega^2} \quad (۸۰ - ۲)$$

یک ثابت بدون بعد ، با گذار از $\varphi_0 \rightarrow \varphi_n$:

$$F_{no} = \frac{2m_e \omega_{no}}{\hbar} |\langle \varphi_n | \hat{X} | \varphi_0 \rangle|^2 \quad (2 - 81)$$

شدت نوسان نامیده می شود . در حد فرکانس پایین ، $\propto_{e(\omega)}$ که با معادله (۲ - ۸۰) ارائه می گردد به قابلیت پلاریزاسیون استاتیک که با معادله (۲ - ۱۹) تعریف شده ، تغییر می کند که برای $\omega \rightarrow 0$ به سادگی بدست می آید . پلاریزاسیون الکترونیکی ، معادله (۲ - ۸۰) ، به صورت مجموع روی توزیع بسیاری از رساناهای الکترونیکی مربوط به انتقالهای اتمی ، نوشته می شود . هنگامیکه انرژی الکترو مغناطیسی $\hbar\omega$ اختلاف انرژی دورتر از الکترون را برابر می کند ، الکترون به موقعیت بالاتر منتقل می گردد . در صورت عدم وجود نوسان ، الکترون با انتشار فوتون در طول موجها ماوراء بنفش یا کوتاهتر ، به موقعیت اولیه بر می گردد .

بنابراین بدیهی است که نمایش طرح وار آن که در شکل (۲ - ۶) ارائه می شود ، تنها نمایانگ ناحیه فرکانسی است که در آن قابلیت پلاریزاسیون نونی مشخص است .

مکانیک کوانتومی ، مدل توصیف قابلیت پلاریزاسیون یونی دورنتس را اثبات می کند که در آن الکترونها با نیروهای نیمه الاستیکی به محلهای ثابت متصل می شوند . مدل کلاسیک دورنتس ، روش ساده ای را برای ثابتهای اپتیکی دی الکترویکهای پراتلاف ، فراهم می کند . که مستعدترین دی الکتربیکها برای تخمین آزمایشی ساده می باشند . معادله حرکت برای یک الکترون پیوند در یک میدان هارمونیک ، که دارای نیروی

برگرداننده به حالت اول و نشان دهنده کاهش مقدار جنبش الکترون در نتیجه نوسانات

می باشد، به شکل زیر در می آید :

$$m_E \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + 2meB \frac{d \vec{r}}{dt} + K^2 \vec{r} = -e \vec{E}_{eff} e^{-i\omega t} \quad (۸۲ - ۲)$$

که κ_0 به 2β ترتیب نیرو و ثابتهای نوسان می باشند. معادله (۸۲ - ۲) حرکت

هارمونیک نوسانی در اثر نیرو را توضیح می دهد که با جایگذاری $\vec{r} = \vec{r}_0 e^{-i\omega t}$ در آن

معادله داریم :

$$\vec{r} = \frac{-e/m_e}{k_0/m_e - \omega^2 - 2i\beta\omega} \vec{E}_{eff} \quad (۸۳ - ۲)$$

این جواب به نوسان در حالت ثابت و یکنواخت الکترونها در فرکانس میدان

هارمونیک مربوط است .

اگر \bar{W} تعداد الکتروهای واحد حجم باشد، و هر یک از آنها به اندازه مسافت \vec{r} از

موقعیت تعادل خود حرکت نماید، متوسط پلاریزاسیون الکترونیکی $\vec{P} = Ne\vec{r}$

می باشد که با جایگزینی معادله (۸۳ - ۲) بدست می آید .

$$\vec{P} = \frac{Ne^2/m}{K_0/m_e - \omega^2 - 2i\beta\omega} \vec{E}_{eff} = \frac{\ell_0 \omega P^2}{K_0/m_e - \omega^2 - 2i\beta\omega} \vec{E}_{eff} \quad (۸۴ - ۲)$$

که ω_p فرکانس پلاسما می باشد :

$$\omega_p = \frac{Ne^2}{me\ell_0} \quad (۸۵ - ۲)$$

مشخص می شود که Ω_p برای $z=1$ و $m=M_e$ تبدیل می شود. اگر ما حرکت

یکنواخت الکترونها را در نظر بگیریم، میدان \vec{e}_{eff} را می توان با معادله ۸،۱۴

اراده داد و شکل معادله بصورت زیر می شود:

$$\vec{P} = \frac{\ell_0 \omega P^2}{(K_0 / me - \omega^2) - 2i\beta\omega} \left[\vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\ell_0} \right] \quad (۸۵ - ۲)$$

که می توان آن را برای \vec{P} حل نمود تا معادله زیر بدست آید:

$$\vec{P} = \frac{\ell_0 \omega P^2}{(K_0 / me - \omega^2 / 3) - \omega^2 - 2i\beta\omega} \vec{E} = \frac{\ell_0 \omega P^2}{\omega^2 - \omega^2 - 2i\beta\omega} \vec{E} \quad (۸۶ - ۲)$$

که فرکانس رزونانس ω_0 بصورت زیر داده می شود:

$$\omega_0 = \left[\frac{u_0}{me} - \frac{1}{3} \omega_p^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (۸۷ - ۲)$$

این نتیجه که مشابه نتیجه بدست آمده از قابلیت قطبی شدن یونی، معادله (۲ - ۳۷)،

می باشد نشان می دهد که هر گاه الکترونها به جای انتهای مجزا به یک شبکه بلوری

متصل شوند، فرکانس رزونانس توزیع الکترونیکی در گذار نسبی تغییر می کند. در

نظریه معادله (۲ - ۲۰)، معادله (۲ - ۸۴) حساسیت پیچیده الکترون را مشخص

می کند:

$$\mu_e = \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega^2 - 2i\beta\omega} \quad (۸۸ - ۲)$$

حتی اگر بارهای آزاد وجود نداشته ($\sigma=0$) باشند، یک دی الکتریک اتلافی را

توصیف می کند. با جایگذاری معادله (۲ - ۸۸) در معادله $\ell_r = L + \mu\ell$ می توان

به یک گذردهی پیچیده دست یافت که در این حالت به شکل معادله زیر

می شود :

$$l_e = l_0 \left[1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - 2i\beta\omega} \right] \quad (۸۹ - ۲)$$

می توان ثابتهای اپتیکی را به شکلی مشابه ثابتهای مناسب برای جامدات شفاف ،

باشد . اگر ω_p به اندازه کافی کوچک باشد برای آنکه مقدار مطلق عدد مرکب در

سمت راست در مقایسه در واحد کوچک باشد ، برای تمام فرکانسها می توانیم تضمین

بزنیم :

$$n + in_i = \left[1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - 2i\beta\omega} \right]^{\frac{1}{2}} = 1 + \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - 2i\beta\omega} \quad (۹۰ - ۲)$$

که ثابتهای اپتیکی n و n_1 بصورت زیر ارائه می شوند :

$$n \cong 1 + \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2 (\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4i\beta^2 \omega^2} \quad (۹۱ - ۲)$$

$$n_i \cong \frac{\omega_p^2 \beta \omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4i\beta^2 \omega^2}$$

در یک ناحیه به اصطلاح شفاف ، که برای فرکانسهای زیر فرکانس رزنانس ω_0 روی

می دهد ، که $(\omega_0^2 - \omega^2)^2 \gg 4i\beta^2 \omega^2$ ، معادلات (۹۱ - ۳) نشان می دهند که $n_i \cong 0$ و

ما رابطه پراکندگی را بدست می آوریم که وابستگی فرکانس n را بصورت زیر ارائه

می دهد :

$$n = 1 + \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (۹۲ - ۲)$$

این شاخص شکست یا انکسار بیشتر از یک است و با افزایش فرکانس افزایش

می یابد $\frac{dn}{d\omega} > 0$ چنین رفتاری که مختص اکثر بلورهای یونی و مولکولی در ناحیه

مرئی طیف است، پراکندگی نرمان نامیده می شود.

در مجاورت فرکانس رزونانس ω_0 یا $\omega \cong \omega_0$ را تنظیم می کنیم

بطوریکه $\omega_0^2 - \omega^2 = 2\omega_0(\omega_0 - \omega)$ و معادلات بصورت زیر تغییر می کنند:

$$n = 1 + \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{4\omega_0} \frac{(\omega_0 - \omega)}{(\omega_0 - \omega)^2 + \beta^2} \quad (۲ - ۹۱)$$

$$n_i = \frac{\omega_p^2}{4\omega_0} \frac{\beta}{(\omega_0 - \omega)^2 + \beta^2}$$

همانگونه که در شکل (۲ - ۷) ترسیم می گردد n و n_1 وابسته به فرکانس می باشند

. ناحیه فرکانس $\omega \cong \omega_0 \pm \beta$ که در آن N بطور مشخص از صفر تغییر می کند، ناحیه

جذب نامیده می شود در این ناحیه N برای $\omega = \omega_0 - \beta$ به حداکثر می رسد و سپس

در $\omega = \omega_0 + \beta$ تا حداقل کاش می یابد. این رفتار بعنوان پراکندگی غیر عادی مورد

توجه قرار می گیرد که $\frac{dn}{d\omega} < 0$

شکل (۲ - ۷)

اگر چند نوع الکتروهایبی که بصورت الاستیکی پیوند داده اند وجود داشته باشد، ما

می توانیم فرکانسهای رزونانس مشخص ω_i را در نظر بگیریم و رابطه پراکندگی

(۲ - ۹۰) به این صورت تبدیل می گردد:

$$n + in_i \cong 1 + \frac{\omega P}{2} \sum_j \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega^2 - 2i\beta\omega} \quad (۲ - ۹۲)$$

که \mathbb{F} بصورت نیرو نوسان کننده تعریف می شود که با معادله (۲ - ۸۱) معرفی گردید

. در ناحیه شفاف معادله (۲ - ۹۲) بصورت زیر تبدیل می شود :

$$n \cong 1 + \frac{\omega P^2}{2} \sum_j \frac{f_j}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (۲ - ۹۳)$$

که هر گاه بجای فرکانس بر حسب طول موج ارائه گردد ، به معادله سلمیر معروف می باشد و عموماً برای متناسب کردن آزمایشی مقادیر اندازه گیری شده n ، مورد استفاده قرار می گیرد . در فرکانسهای بسیار اندک معادله (۲ - ۹۳) برای شاخص انکسار شفاف ، به شکل رابطه ماکسول داده می شود .

$$X = 1 + \frac{\omega P^2}{2} \sum_j \frac{f_j}{\omega_j^2} \quad (۲ - ۹۴)$$

ثابت‌های اپتیکی فلزات :

مدل دورنتس را می توان با تنظیم $\omega_0 = 0$ برای مدل کلاسیک الکترون آزاد بکار برد که برای هادیهای جذب مناسب است ، که بطور موثر از نیروی پیوند صرف نظر می کند . با وجود این ثابت 2β است به معادله (۲ - ۸۲) دارای معنای متفاوتی می باشد و نوسان مربوط به مقاومت هایدی را نشان می دهد که با آرامش $q = 1/2\beta$ مربوط به پراکندگی الکترون توصیف می شود . با قرار دادن $\omega_0 = 0$ گذردهی پیچیده (۲ - ۸۹) به صورت زیر بدست می آید :

$$l_e = l_0 \left[1 - \frac{\omega P^2}{\omega^2 + i\omega/z} \right] \quad (۲ - ۹۵)$$

در یک (واسطه) هادی خطی یکنواخت و ایژوتروپیک معادلات ماکسول به شکل زیر

می باشد :

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{E} &= i\omega\mu\vec{H} & \nabla \times \vec{H} &= d\vec{E} - i\omega\epsilon\vec{H} \\ \nabla \cdot \vec{H} &= 0 & \nabla \cdot \vec{E} &= 0 \end{aligned} \quad (۹۶ - ۲)$$

که وجود جملات موهومی ارتباط داده شده است با درجه اول مشتق زمانی بردارهای

میدان ، که در اثر وجود نوسان ایجاد می گردد . حذف \vec{E} موضوع ساده ای است ، با

بکار بردن کرل قانون فارادی بصورت :

$$\nabla^2 \vec{E} + i\mu\sigma\omega\vec{E} + 4\mu\omega^2\vec{E} = 0 \quad (۹۷ - ۲)$$

این معادله عادی ؟؟ تغییر می کند :

$$\nabla^2 \vec{E} + \ell_c\mu\omega^2\vec{E} = 0 \quad (۹۸ - ۲)$$

اگر گذردهی واقعی جایگزین شود بوسیله گذر دهی پیچیده ℓ_c :

$$\ell_c = \ell + i\frac{\sigma}{\omega} = \ell_0(\ell_r + i\ell_i) = \ell_0 \left[\ell_r \frac{\sigma}{\ell_0\omega} \right]^{-2} \pm \ell_0 \left[1 + \mu\ell + i\frac{\sigma}{\ell_0\omega} \right] \quad (۹۹ - ۲)$$

به دلیل اینکه گاز دارای الکترون آزاد دارای بار پلاریزاسیون نیست ، ما فرض می کنیم

که $n_e = 0$ است ، بطوریکه یک قابلیت هدایت وابسته به فرکانس یا قابلیت هدایت

اِپتیکی σ از معادله های (۹۵ - ۲) و (۹۹ - ۲) به صورت زیر بدست می آید :

$$\sigma(\omega) = \frac{\omega_p^2 \ell_0 \tau}{1 - i\omega\tau} = \frac{\sigma_0}{1 - i\omega\tau} \quad (۱۰۰ - ۲)$$

که σ_0 یک حد فرکانس پایین است که بصورت قابلیت هدایت استاتیک تعریف شده

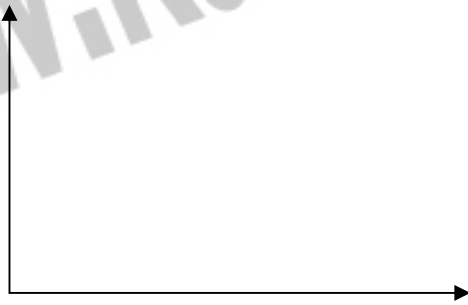
است معادله $\ell_c = \ell_0 n_c^2 = \ell_0 (n + in_i)^2$ ، هنگامیکه به بخشهای حقیقی و موهومی

تقسیم گردد ، از معادله (۲ - ۹۹) بدست می آید :

$$\ell_r = n^2 - n_i^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \frac{1}{\tau^2}} \quad (۲ - ۱۰۱)$$

$$\ell_i = 2nn_i = \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \left(\frac{1}{\tau^2}\right)} \left[\frac{1}{\omega_r} \right]$$

شکل (۲ - ۸)



بخشی از n و n_I بصورت تابعهای فرکانس در شکل (۲ - ۸) نشان داده می شود .

این شکل نشان می دهد که شاخص برانگیختگی n_I در فرکانسهای پایین ، که ضریب

شکست کمتر از یک است . فرکانسهای پلاسما برای فلزات با ناحیه مرئی طیف

مطابقت می کند . در فرکانسهای بالا هادیهای خوب شفاف هستند ، زیرا n_I برای

ω_p ناچیز می باشد . شروع شفافیت با استفاده از معادله (۲ - ۱۰۱) با این شرط

که ℓ_r صفر است ، تعیین می شود ، بنابراین

$$\omega^2 = \omega_p^2 - \frac{1}{\tau^2} \quad (۲ - ۱۰۲)$$

جهت خرید فایل word به سایت www.kandoo.cn.com مراجعه کنید
یا با شماره های ۰۹۳۶۶۰۲۷۴۱۷ و ۰۹۳۶۶۴۰۶۸۵۷ و ۰۶۶۴۱۲۶۰-۰۵۱۱ تماس حاصل نمایید

بعبارت دیگر ، فلزات به دلیل تشعشع فرعی یا ضمنی با فرکانسی کمتر از فرکانس

پلسما ، منعکس کنندهای تقریباً کاملی هستند .

www.kandoo.cn.com

www.kandoo.cn.com

www.kandoo.cn.com

فصل سوم :

(۳-۱) گذردهی فضای آزاد :

خازنی را در نظر بگیرید که شامل صفحات موازی مستطیل شکل با مساحت a و به فاصله d از هم در خلاء باشند. فرض کیسه بار Q ناشی از اختلاف پتانسیل V بین صفحات باشد. با صرف نظر از اثرات لبه ای کناره های صفحات، قدرت میدان الکتریکی بین صفحات، $E = \frac{V}{d}$ می باشد. چگالی شار از رابطه $\frac{\theta}{a}$ بدست می آید.

$$Q = \ell E \quad \rightarrow \quad \ell = \frac{D}{E} = \frac{Q/a}{V/d}$$

$$Q = CV \quad \rightarrow \quad \ell = \frac{Cd}{a} \quad (۳-۱)$$

در حالتیکه بین صفحات خازن خلاء باشد، معادله بالا مقدار گذردهی فضای آزاد را که با ℓ_0 مشخص می شود نشان می دهد.

اگر فرض کنیم خازن در گالوانومتر با حساسیت K « کولن » بر درجه تخلیه گردد و انحراف θ درجه ایجاد کند داریم :

$$Q = K\theta \quad (۳-۲)$$

$$\ell_0 = \frac{K\theta d}{V a} \quad (۳-۳)$$

که تمام کمیته‌ها درست راست قابل اندازه گیری اند و بنابراین مقدار بدست آمده برای

به در دستگاه M.K.S بصورت زیر است :

$$l_0 = 8/85 \times 10^{-12} \frac{F}{m} \quad \text{یا} \quad l_0 = \frac{1}{36\pi} \times 10^{-9} \quad (3-4)$$

(۳-۲) گذر دهی مختلط :

گذر دهی $l = l_r l_0$ به صورت خاصیتی از ماده با کم قانون کولین تعریف شده است ،

که l_r گذر دهی نسبی می باشد .

اگر خازن با صفحات موازی دارای ظرفیت C_0 در هوا باشد و سپس فضای بین

صفحات را از ماده ای با گذر دهی l_r پر کنیم و از اثرات لبه ای صرف نظر گردد ،

ظرفیت خازن $C = l_r l_0 C_0$ خواهد شد .

با اعمال یک نیرو محرکه الکتریکی V در دو طرف یک خازن ، یک جریان ، با مقدار

$i = j\omega l_r C_0 V$ جاری می شود البته مشروط بر این که عایق از نوع کاملی باشد . با

توجه به تعریف گذر دهی نسبی بصورت $l_r = l' - j l''$ و جایگزینی در رابطه جریان

داریم :

$$i = \omega l'' C_0 V + j\omega l' C_0 V \quad (3-5)$$

اندازه l'' توسط اندازه مؤلفه جریان هم فاز یا اتلاف تعریف می گردد . عمل خازن در

حسب زاویه اتلافش ، θ ، شرح داده می شود بطوریکه $tg\theta = \frac{l''}{l'}$. که زمانیکه ماده

دی الکتریک بدون اتلاف باشد ، l'' صفر خواهد بود .

(۳ - ۳) اندازه گیری گذر دهی :

برای اندازه گیری گذر دهی ، روشهای گوناگون وجود دارد ، که به انتخاب یک روش خاص باید توسط طبیعت نمونه مورد نظر و محدوده فرکانس بکار رفته ، تعیین گردد . زیرا که گذردهی دی الکتریکها با فرکانس تغییر می کند . اندازه گیری قسمت حقیقی گذر دهی نسبی ، ϵ' ، با اندازه گیری تغییر ی که در ظرفیت خازن ، به علت وارد کردن دی الکتریک بین دو جوشن آن بوجود می آید ، انجام می گیرد . قسمت موهومی ، ϵ'' ، توسط اندازه گیری $tg\theta$ که عامل اقلاف ناشی از وارد کردن عایق است ، بدست می آید .

(۳ - ۳ - ۱) گذر دهی نسبی ϵ_{dc} :

یک روش ساده برای تعیین گذردهی نسبی ϵ_{dc} ، یا اولیه ، بوسیله اندازه گیری ثابت زمانی لازم برای تخلیه باریک خازن از طریق یک مقاومت مشخص با وجود دی الکتریک و بدون حضور آن است .

یک خازن هوایی با ظرفیت C_0 و بدون اتلاف را بوسیله ولتاژ V_0 باردار می کنیم . در زمان $t=0$ خازن به دو طرف یک مقاومت بزرگ R وصل می شود . و در زمان t_1 اختلاف پتانسیل V_1 دو سر مقاومت R را یادداشت می کنیم . این اختلاف پتانسیل را بوسیله یک وشر با مقاومت داخلی بزرگ که بطور موازی به R وصل است ، اندازه گیری می کنیم . مقدار R را بعنوان برابری خود مقاومت و مقاومت وشر در نظر گرفته می شود . اگر بنویسیم $t_1 - t = \ell_0$ داریم :

$$\log \frac{V_0}{V_1} = \frac{\ell_0}{C_0 R} \quad (6-3)$$

که به کمک آن C_0 بدست می آید. حال دی الکتریک را وارد خازن می کنیم و زمان ℓ لازم را برای اینکه ولتاژ به مقدار V افت کند محاسبه می کنیم. یعنی.

$$\log \frac{V_0}{V} = \frac{\ell}{CR_p} \quad (7-3)$$

که در آن C ظرفیت جدید خازن و R_p کل موازی مدار است. مقدار ذکر شده در بالا شامل اثر اتلاف در دی الکتریک می باشد که می توان آنرا شبیه یک مقاومت R_L موازی با C در نظر گرفت. بنابراین:

$$R_p = \frac{RR_L}{R + R_L} \quad (8-3)$$

تعیین مقدار R_p ضروری است.

با توجه به اینکه معادله (7-3) دارای دو مجهول است به معادله دیگری هم نیاز است. برای این مورد از یک خازن هوایی C_1 با اتلاف ناچیز که موازی با C وصل شده و تعیین زمان ℓ_1 لازم برای اینکه ولتاژ V_0 به V افت کند، استفاده می کنیم و داریم:

$$\frac{\ell}{CR_p} = \frac{\ell_1}{(C + C_1)R_p} \quad \leftarrow \quad \ell = \frac{C_1}{(\ell_{1/C} - 1)} \quad (9-3)$$

که با جایگذاری دو معادله (7-3) مقدار R_p پیدا می شود.

این روش برای حالتی است که در آنها ثابت زمانی $C_0 R$ را می توان آنقدر بزرگ در نظر گرفت که اندازه گیری آن ممکن باشد. در صورتیکه حاصلضرب $C_0 R$ در حدود

چند هزارم ثانیه باشد میدان با استفاده از یک اسیلومبکوپ اشعه کاتدی با صفحه ثبات طولانی که بجای ولت متر به طور موازی با R است ، تخلیه را مشاهده کرد .

دو روش دیگری که توسط کول و کرل ابداع شد ، جریان شارژ خازنی که شامل دی الکتریک است بررسی می شود . جریان از مقدار اولیه است به مقدار دیگری که وابسته به جریان نشتی است کاهش می یابد که نحوه آن توسط قطبی شدن عایق تعیین می شود . این نظریه بر پایه فرایندهای واهلش بنا شده است . خازن را بطور سری به یک مقاومت که با انتخاب آن یک ثابت زمانی مناسب بدست می آید ، متصل می کنیم . یک روش اندازه گیری جریان ، توسط یک تقویت کننده ولتاژ dc است که به دو

سر مقاومت وصل می شود . جریان ، توسط یک تقویت کننده طور جداگانه تعیین نمود ، مقدار جریانی است که به پس از زمان طولانی در مقایسه با ثابت زمانی ، برقرار خواهد شد . ظرفیت خازن هوایی C_0 باید معلوم باشد .

(۲ - ۳ - ۳) اندازه گیری با استفاده از پل :

برای محدوده ای از فرکانسهای صوتی ($10^7 \frac{C}{S}$ تا 10^2) می توان یکی از پلهای ac را برای اندازه گیری گذردهی بکار برد . یکی از این پلها ، « پل شرینگ » است که در شکل ۳ - ۱ نشان داده شده است و اغلب بکار گرفته می شود زیرا برای فرکانسهای بالاتر مناسب است و از آن را می توان برای خواندن مستقیم $tg\theta$ مدرج کرد .

شکل ۳ - ۱ . پل شرینگ

با نشان دهنده خازن محتوی دی الکتریک و R اتلاف دی الکتریکی آن است .

C_2 و C_3 خازنهای مدرج شده و مقاومتهای R_1 R_3 مساوی می باشند . C_1

ظرفیت اتفاقی دو سر R_1 است که در حال حاضر از آن صرفنظر می کنیم .

در ابتدا بدون حضور دی الکتریک $C = C_0$ و $C = 0$ و اگر $R_1 = R_2$ باشد ، معادله

ها حالت تعادل عبارتند از :

$$C_0 = C_3 \quad \text{و} \quad C_2 = 0 \quad (3-10)$$

و با داخل کردن دی الکتریک ، معادله های حالت تعادل عبارتند از :

$$R = \frac{R_1 C_2}{C_3} \quad \text{و} \quad C_3 = 0 \quad (3-11)$$

و چون $tg\theta = \omega CR$ ، داریم :

$$tg\theta = \omega C_2 R_2 = \frac{1}{tg\theta_2} \quad (3-12)$$

بنابراین C_2 به طور مستقیم می تواند بر حسب $tg\theta$ مدرج شد .

از تعریف گذردهی مختلط داریم $\frac{\ell''}{\ell} = tg\theta$ و $\ell' = \frac{C}{C_0}$ ؛ بنابراین معادله های

(3-10) و (3-11) مقادیر گذردهی در فرکانسهای انتخاب شده را تعیین

می کنند .

اگر ظرفیت اتفاقی C_1 قابل صرفنظر کردن نباشد ، که معمولاً چنین است ، معادله های

حالت تعادل به صورت زیر خواهد بود :

$$e = \frac{C_3 R_2}{R_1 (1 + \omega^2 C_1 C_3 R_2 R)} \quad (3-13)$$

$$R = R_1 \frac{C_2}{C_3} - \frac{C_1}{C}$$

حضور جملات ضربی در اینجا (اگر از C_1 صرفنظر شود) دلالت بر این دارد که در مقادیر C و R محاسبه شده خطا وجود دارد . بخصوص اگر تلفات دی الکتریک و r بزرگ باشد که در نتیجه R بزرگ خواهد بود این امر دست است . از آنجائیکه اطمینان از عدم وجود ظرفیت اتفاقی دو R مشکل است یک خازن با ظرفیت کافی برای از بین بردن ظرفیت اتفاقی وصل می شود . نگاه خطای ناشی از این منبع کاهش می یابد و می توان پل را برای اندازه گیریهای مدار با اتلاف زیاد بکار برد .

برای جلوگیری از دیگر خطاهای ناشی از ظرفیت اتفاقی به زمین ، معمولاً در مدار ، اتصال زمین یا « واگنر » بکار گرفته می شود که هدف از اتصال زمین واگذر عبارتست از تنظیم پتانسیل محل اتصال C_3 و نمونه با پتانسیل زمین بدون وصل فیزیکی به زمین بدون وصل فیزیکی به زمین . این امر از جریانهای زمین متقارن می سازد و در نتیجه ظرفیتهای اتفاقی موازنه می شوند .

شکل ۳ - ۲ یک مدار کامل پل عملی را نشان می دهد .

وقتی کلید را در A قرار می دهیم ، پل تقریباً متعادل می شود و کلید به B منتقل می شود و خازن زمین « واگنر » C_w و مقاومت R_w برای رسیدن به حالت تعادل تنظیم می گردد . پل بطور متناوب از A به b بالعکس منتقل می شود تا تعادل دقیق حاصل

شود. چنین پلی را می توان برای فرکانسهای بالا در حد $100 \frac{MC}{S}$ در شرایط مناسب

بکار برد.

(۳ - ۳ - ۳) سلولهای اندازه گیری :

در روشهای قبلی ، دقت بستگی زیادی به سلول اندازه گیری دارد که نمونه در آن قرار می گیرد .

از آنجائیکه امکان محاسبه ظرفیت هوایی دستگاه از روی شکل هندسی آن ضروری است ، از اینرو باید ساختمان آن ساده باشد . ترتیب معمول در جامدها ، از صفحه های مسطح موازی تشکیل شده که بین آنها نمونه قرصی با قاعده ها موازی و قطری کمتر از قطر صفحه های خازن قرار می گیرد .

در اینگونه ترتیب ، خطاها به القاء و مقاومت سیمهای متصل به الکترودها ، ظرفیت اتفاقی بین سیمها و زمین و میدانهای پراکنده در لبه های الکتروود مربوط می شوند « وارد » و « هار تشون » یک سلول اندازه گیری دو ترمیناله را که شامل یک الکتروود پایه ثابت در پتانسیل زمین و به موازات آن یک الکتروود در بالا که توسط یک پیچ میکرومتری تنظیم می شود ، ابداع کردند . در عمل ، پل با نمونه ای که در ابتدا در محل خود قرار داده شده است ، به حالت تعادل بر می گردد . در حالیکه سلول به طور جداگانه مدرج شده است . با این روش ، مقاومت و ظرفیت اتفاقی سیمها و ظرفیت لبه عملاً ثابت نگه داشته شده و اثرات آنها در واقع حذف می گردد .

این نوع سلول را در صورتی می توان برای اندازه گیری مایعات بکار برد که یک حلقه از ماده ای با اتلاف کم مثل پلی تترافلور واتیلن برای قرار دادن مایع در آن ، بین الکترودها قرار گیرد .

(۴ - ۳ - ۳) روشهای مدار تشدید :

برای فرکانسهای واقع در گستره $10 \frac{MC}{S}$ تا $100 \frac{MC}{S}$ روش پل بعلت افزایش اهمیت اثرات ظرفیت اتفاقی مشکل می باشد . معمولاً این اندازه گیریها با استفاده از مدار تشدید که ظرفیت سلول اندازه گیری دی الکتریک تمام یا بخشی از ظرفیت مدار را تشکیل می دهد ، انجام می گیرد .

دستگاه الکترودمتری همواره بکار برده می شود . در ابتدا مدار توسط خازن میزان کننده که موازی سلول اندازه گیری است ، به حالت تشدید دو می آید و پس از بیرون آوردن عایق مدار را مجدداً با تنظیم الکترودمتری به حالت تشدید در می آوریم . با این روش اندازه گیری قسمت حقیقی گذردهی نسبتاً ساده و دقیق خواهد شد . شروط بر اینکه اتلاف در مقدار کم باشد ، اندازه گیری قسمت حقیقی گذردهی با اندازه گیری پهنای منحنی تشدید در de^3 و کمتر انجام می شود .

در این روش l به کمک معادله روبه رو محاسبه می شود :

$$4'' \approx \omega_0 R_D (\ell')^2 \quad (3 - 14)$$

که C_0 از اندازه گیری ابعاد هندسی سلول و l'' از $\frac{C}{C_0}$ محاسبه می شود R مقاومت اتلاف دی الکتریک می باشد .

(۵ - ۳ - ۳) اندازه گیریهای خط انتقال :

در گستره فرکانسهای خیلی بالا ، $100 - 100 \frac{MC}{S}$ ، روش مدار تنظیمی را نمی توان
بکار گرفت و اینکه دلیل عدم امکان تحقیق یک مدار تشدید فشرده در این فرکانسهای
می باشد .

در اینجا باید مدارهای توزیعی که شکل معمول آنها خطوط انتقال و موجبرها
می باشند ، مورد استفاده قرار گیرد . موجبرها گستره فرکانسهای خیلی بالا بسیار
نامناسب و حجیم می باشند ، از این رو برای اندازه گیری گذردهی از روشهای خطوط
انتقال استفاده می شود .

روشهای گوناگونی وجود دارد که بر اساس اندازه گیری موج رونده و موج ایستاده بنا
شده اند . در یکی از معمولی ترین کاربردها برای جامدات ، نمونه ، معرف مقاومت
ظاهری انتهایی در خط انتقال هم محور است که باعث ایجاد امواج ایستاده میله ای
شکل ، گذردهی نمونه تعیین می شود .

در شکل ۳ - ۳ نمونه به شکل یک قرص نازک است که قطرش با قطر رسانای داخل
خط هم محور برابر است . به فاصله نصف طول موج بعد از قرص ، خط به پایان
می رسد . آشکار ساز میله ای را می توان در طول خط جابجا نمود و بدین ترتیب
مکان و بزرگی بیشینه ها و کمینرها در نقش موج ایستاده را مشخص نمود .

با صرف نظر کردن از میدانهای لبه ای ظرفیت نمونه توسط $C = \frac{l \cdot d}{d}$ داده می شود که
در آن a مساحت قرص و d ضخامت آن می باشد ، حال :

$$\kappa = -\frac{1}{\omega C} = -\frac{d}{\omega \ell' \ell_0 da} \quad (15-3)$$

$$\ell' = -\frac{d}{\omega \chi \ell_0 a} = \frac{1}{\omega \ell_0 \chi} \quad (16-3)$$

با توجه به اینکه رسانندگی ماده ای الکتریک $\sigma_d = \omega \ell' \ell_0$ است (رسانایی دی الکتریک مجموع تمام بساز و کارهای اتلاف را در ماده نشان می دهد و سنجشی برای

عمل دی الکتریک بعنوان یک عایق است) ، بنابراین دارای مقاومت $R_p = \frac{d}{O_d a}$ است

که مواری با X می باشد . از آنجائیکه مقاومت R که از طریق آزمایش بدست آمده است ، بصورت عنصر متوالی است ، آن را با مقاومت موازی معادل بصورت

$$R_p = \frac{X^2}{R} \text{ تبدیل می کنیم و با ترکیب آنها خواهیم داشت :}$$

$$\ell'' = \frac{\omega \ell' \ell_0 a R}{D} = \omega (\ell')^2 R C_0 \quad (17-3)$$

در اندازه گیری روی مایعات و گازها ، خط انتقال را توسط ماده مورد آزمایش پر می کنند و با اندازه گیری ثبت انتشار خط می توان گذر دهی را نتیجه گرفت .

(۶ - ۳ - ۳) اندازه گیریهای میکرو موج :

در گستره فرکانسهای بالاتر از $100 \frac{MC}{S}$ به کار گرفتن روشهای موجبر یا باز آواگر

کاواکی مناسب است . نوع مد اندازه گیری به کار گرفته شد به طبیعت و مقدار ماده

مورد آزمایش بستگی دارد و در مورد جامدات ساده ترین روش برای بررسی نظری

آنهاست که تمام قطع موجبر از ماده پر شود . نظریه جامعی توسط « دوریو » و

« اشترن » برای حالتی که قطعه ای از ماده ، با سطح های موازی عمود بر جهت انتشار

که کاملاً موجبر را پر کند . ارائه شده است . وقتیکه طول نمونه مضرب صحیحی از نصف طول موج ها در فرکانس بکار برده شده است ، توان منتقل شده در محیط دی الکتریک با گذر دهی ℓ'' پیشینه می باشد .

برای نمونه ℓ با طول معین اگر فرکانس بطور آهسته افزایش یابد ، توان منتقل شده پیاپی از پیشینه ها می گذرد . اگر فاصله فرکانس بین پیشینه ها Δf باشد میتوان نشان داد :

$$\ell' = \frac{C}{2d\Delta f} \quad (18 - \epsilon)$$

که d طول نمونه و C سرعت نور است . کسری از توان تابشی که در دی الکتریک انتقال می یابد T است که توسط معادله زیر معلوم می شود :

$$\frac{1}{T} = 1 + \frac{\ell'}{4 \left\{ 1 - \left(\frac{\hbar_0}{\hbar_e} \right)^2 \right\} \zeta \theta} \cdot \sum_i h^2 \frac{(2d\pi V)}{\lambda_0} + \frac{1}{2 \left\{ 1 - \left(\frac{\hbar_0}{\hbar_e} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}}} V \text{Sinh} \frac{4d\pi}{\lambda_0} + X \sum \frac{4d\pi U}{\lambda_0}$$

که در این رابطه بالا :

$$U = \frac{\{\ell'(1 + \ell_0 S)\}^{\frac{1}{2}}}{2\ell_0 S} \quad \text{و} \quad X = \frac{\{\ell'(1 + \ell_0 S)\}^{\frac{1}{2}}}{2\ell_0 S} \quad (20 - \epsilon)$$

و $Tg\theta = \frac{\ell''}{\ell'}$ ، λ_0 طول موج فضای آزاد و λ_0 طول قطع موجبر می باشد . از این رابطه $Tg\theta$ را می توان محاسبه کرد .

توجه داشته باشید که آنچه گفته شد برای حالتی است که مقدار کافی از ماده در دست باشد ، استفاده از روش اندازه گیری باز آور اگر کاواکی مناسب است . اگر باز آوا گر

کاواکی با وارد کردن عایق کوچکی آشفته گردد می توان نشان داد که فرکانس تشدید آن کاهش پیدا خواهد کرد ، جابجایی فرکانس مستقیماً به l نمونه وابسته است ، درحالیکه تغییر درعامل Q (بزرگنمای کاواکی) محفظه مستقیماً به l ماده وابسته است .

وقتیکه کاواک استوانه ای در مد اصلی E_{010} تحریک شود ، میدان E در امتداد محور مرکزی کاواک بیشینه ها می باشد . قرار گرفتن نمونه دی الکتریک در این ناحیه ، بیشینه اثر را ایجاد می کند . برای یک نمونه کوچک می توان نشان داد که :

$$l' = 1 - 0.539 \frac{V \cdot \Delta F}{VF_0} \quad (۲۱ - ۴)$$

که در آن V_0 و V_0 به ترتیب حجم کاواک و نمونه و F_0 فرکانس اصلی تشدید می باشد . و همچنین :

$$l'' = 0.269 \frac{V_0}{V} \left(\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q'} \right) \quad (۲۲ - ۳)$$

که در آن Q عامل بزرگ نمایی کاواک با حضور نمونه است . Q عامل بزرگ نمایی کاواک می باشد که نمونه مورد نظر را بانمونه ای که بدون اتلاف فرض شده و با همان گذر دهی و ابعاد جایگزین شده است . مقدار نظری Q عبارتست از :

$$Q' = \frac{al}{(a+l)t} \quad (۲۳ - ۳)$$

که l طول محور کاواک، و t عمق نفوذ جریان در دیواره های کاواک و A شعاع کاواک می باشد . مقدار با بدست آمده از طریق آزمایشی از مقدار محاسبه شده از معادلات اثر پوسته بزرگتر است . روش انتخاب شده عبارتست از اندازه گیری Q

جهت خرید فایل word به سایت www.kandoo.cn.com مراجعه کنید
یا با شماره های ۰۹۳۶۶۰۲۷۴۱۷ و ۰۹۳۶۶۴۰۶۸۵۷ و ۰۶۶۴۱۲۶۰-۰۵۱۱ تماس حاصل نمایید

کاواک پر از هوا که توسط انداره گیری عرض Db^3 مخفی تشدید به دست می آید و
با بکار بردن آن به عنوان Q در معادله $(3 - 23)$ ، مقدار t را سپس با یک تصحیح
مناسب برای فرکانس پایین تر به منظور محاسبه Q در فرکانس اندازه گیری بکار
می برند.

این نظریه روی یک آشفستگی کوچک بنا شده است، بدین معنی که نسبت شعاع نمونه
به شعاع نمونه به شعاع کاواک باید در حدود $\frac{1}{20}$ یا کمتر باشد. بنابراین برای مداد با
اتلاف خیلی کم، با چنین حجم نمونه‌های، بدست آوردن مقداری دقیق بر l بسیار
مشکل است. در چنین حالتی از روش دیگری که توسط «هوتر» و همکارانش داده
شده، بادی استفاده کرد.

فصل چهارم

(۴ - ۱) قطبش پذیری :

در فصل دوم قطبش را روی الکتریکها بطور کامل مورد بررسی قرار دادیم . قطبش P را که نمایش دهنده بارهای مقید در سطح ماده است به صورت زیر تعریف کردیم :

$$p = (\epsilon' - 1)\epsilon_0 E = \alpha \epsilon_0 E$$

و گفتیم که α قطبش پذیری می باشد .

قطبش پذیری کل را بصورت مجموع قطبش پذیریهای منفرد که هر یک ناشی از یک مدل خاص می باشد در نظر می گیریم . و در این فصل هدف ما این است که قطبش پذیریهای منفرد را مورد بحث قرار دهیم .

(۴ - ۱ - ۱) قطبش پذیری نوری :

یک اتم شامل لایه درونی باردار مثبتی است که توسط ابرهای الکترون که دارای تقارن اند و بوسیله حالت‌های کوانتومی آنها معین می شوند ، احاطه شده است . وقتی که میدانی اعمال می شود ابرها ، الکترونی یکی نسبت به هسته های مثبت جابجا می شوند که این خود باعث بوجود آمدن یک گشتاور دو قطبی القایی در اتمها می گردد . این گشتاور القایی مقام خصوصیات مجموعه ای از دو قطبیهای که از

جابجایی الاستیک الکترونها تولید می شوند را دارا می باشد ، که دارای فرکانس طبیعی مساوی یا بیشتر از فرکانهای نور مرئی است .

برای یک اتم قدرت گشتاور القایی متناسب با میدان موضعی در ناحیه اتم است که با رابطه زیر بیان می شود :

$$\mu_e = \alpha_e E_{\text{int}} \quad (1 - 14)$$

α_e قطبش پذیری نوری است و بعضی اوقات از آن بعنوان قطبش پذیری الکترونی نام برده می شود .

ساده ترین مدل برای محاسبه قطبش پذیری الکترونی ، مدلی است که بتوان آن را روی یک گاز تک اتمی بکار برد ، یعنی هسته مثبت اتمی حامل بار $+ze$ که توسط ابر کروی منفی به مقدار $-ze$ احاطه شده باشد .

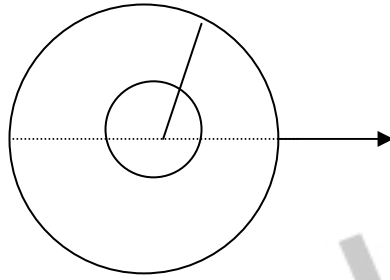
در ابتدا برای سادگی در محاسبه فرض می کنیم چگالی بار را بر در شعاع r_0 یکنواخت باشد . میدان خارجی E نیروی برابر ZeE روی ابر وارد کرده و آن را جابجا می کند بطوریکه دیگر مرکزش بر هسته منطبق نیست . اگر جابجایی به فاصله d باشد اندازه بار جابجا شده عبارتست از :

$$Q_d = -Ze \frac{4\pi d^3 / 3}{4\pi r_0^3 / 3} = \frac{-Zed^3}{r_0^3} \quad (2 - 14)$$

اندازه جاذبه کولنی بین این بار که بصورت متمرکز در بصورت متمرکز در یک نقطه تصور می شود و هسته برابر است با :

$$F = \frac{Q_d Ze}{4\pi \epsilon_0 d^2} = \frac{-(Ze)^2 d}{4\pi \epsilon_0 r^3} \quad (3 - 14)$$

شکل ۴ - ۱ قطبش پذیری الکترونی



$$-Ze\vec{E} = \frac{-(Ze)^2 d}{4\pi\epsilon_0 r_0^3} \quad Zed = 4\pi\epsilon_0 r_0^3 \vec{E} \quad (4-4)$$

گشتاور دو قطبی القاء شده توسط میدان با معادله زیر بدست می آید:

$$\mu = Zed = \alpha_e \vec{E} \quad (5-4)$$

از ترکیب دو رابطه (4-4) و (5-4) رابطه ای برای قطبش پذیری نوری بصورت

زیر داریم:

$$\alpha_e = 4\pi\epsilon_0 r_0^3 \quad (6-4)$$

قطبش پذیری مولکولها برای گاز تک اتمی بصورت $\frac{N_0}{3\epsilon_0}$ می باشد. با استفاده از این

در رابطه بالا داریم:

$$\pi = N_0 \frac{4\pi}{3} \cdot r_0^3 \quad (7-4)$$

به تعداد مولکولها در ϕ مولکول گرم است و π کل حجم مولکولهای گاز موجود

است.

جهت خرید فایل word به سایت www.kandooch.com مراجعه کنید
یا با شماره های ۰۹۳۶۶۰۲۷۴۱۷ و ۰۹۳۶۶۴۰۶۸۵۷ و ۰۶۶۴۱۲۶۰-۵۱۱ تماس حاصل نمایید

Filename: Document1
Directory:
Template: C:\Documents and Settings\hadi
tahaghoghi\Application
Data\Microsoft\Templates\Normal.dotm
Title:
Subject:
Author: mr arabi
Keywords:
Comments:
Creation Date: 3/28/2012 4:37:00 PM
Change Number: 1
Last Saved On:
Last Saved By: hadi tahaghoghi
Total Editing Time: 0 Minutes
Last Printed On: 3/28/2012 4:37:00 PM
As of Last Complete Printing
Number of Pages: 62
Number of Words: 9,698 (approx.)
Number of Characters: 55,279 (approx.)