ა. ი შ ხ ნ ე ლ ი

დიელექტრიკები ცვლად ელექტრულ ველში

თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა

თბილისი 1977

537
537.226
Ო 986

ნაშრომი წარმოადგენს იმ სალექციო კურსის დამოუკიდებელ ნაწილს, რომელსაც ავტორი წლების განმავლობაში კითხულობდა თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტის ფიზიკის ფაკულტეტზე.

წარმოდგენილ ნაკვეთში განიხილება დიელექტრიკები ცვლად ელექტრულ ველში, კერძოდ: დიელექტრიკების პოლარიზაციის დამყარების პროცესი, დიელექტრიკული დანაკარგის ზოგადი თეორია, დიელექტრიკული დანაკარგი გაზებში, თხიერ და მყარ დიელექტრიკებში, დიპოლური დანაკარგის თეორია.

წიგნი განკუთვნილია თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტის ფიზიკის ფაკულტეტის სტუდენტებისათვის.

И $\frac{20403}{\text{М } 608(08)-77}$

შ ე ს ა ვ ა ლ ი

მუდმივი დენის გავლისას დიელექტრიკებში გამოიყოფა გარკვეული რაოდენობის სითბო. დროის ერთეულში გამოყოფილი სითბური ენერგიის რაოდენობა განისაზღვრება გამტარი ანუ ნარჩენი დენის ძალისა და მოდებული ძაბვის ნამრავლით, ე.ი.

$$W = J_{ნ} \cdot U,$$

სადაც $J_{ნ}$ აღნიშნავს ნარჩენი დენის ძალას+/.

დიელექტრიკზე ცვლადი ძაბვის მოდებისას გამოიყოფა სითბური ენერგია, რომელიც აღემატება /ზოგჯერ კი მნიშვნელოვნად აღემატება/ მუდმივი ძაბვის პირობებში გამოყოფილ ენერგიას. ელექტრული ენერგიის იმ ნაწილს, რომელიც სითბოს სახით გამოიყოფა დიელექტრიკში მოქმედი ცვლადი ელექტრული ველის დროს, ეწოდება დ ი ე ლ ე ქ ტ რ ი კ უ ლ ი   დ ა ნ ა კ ა რ გ ი

პოლარიზაციის დამყარების პროცესის შესწავლა გვიჩვენებს იმ მჭიდრო კავშირს, რომელიც არსებობს ამ პროცესსა და დიელექტრიკულ დანაკარგს შორის.

რადგან მაღალი სიხშირის მქონე ძლიერ ელექტრულ ველში დიელექტრიკში გამოყოფილი სითბოს რაოდენობა ძალზე დიდია, ამიტომ მაღალ სიხშირეებზე დანაკარგის შესწავლას განსაკუთრებული ადგილი ეთმობა; იგი წარმოადგენს მაღალსიხშირული იზოლატორების ხარისხის მაჩვენებელ ერთ-ერთ ძირითად მახასიათებელს.

როგორც გაირკვა, დაბალი სიხშირის ტექნიკაში მაღალი ძაბვისა და მაღალი ტემპერატურის პირობებშიც მოსალოდნელია დიდი დანაკარგი და, ამრიგად, აქაც იგი წარმოადგენს იზოლაციის ხარისხის ძირითად მაჩვენებელს.

- - - - - - - - - - - - - - - - - - -

+/ დიელექტრიკზე მუდმივი ძაბვის მოდება მასში აღძრავს დროში კლებად ელექტრულ დენს, რომელიც გარკვეული დროის შემდეგ აღარაა დროზე დამოკიდებული; ამ დენს ეწოდება ნარჩენი დენი.

თავი I

დიელექტრიკის პოლარიზაციის დამყარების პროცესი

§ 1. სითბურ-იონური პოლარიზაციის დამყარების პროცესი

დიელექტრიკის პოლარიზაციას, როგორი სახისაც უნდა იყოს იგი, სჭირდება გარკვეული დრო. მაგალითად, ელექტრონული წანაცვლების პოლარიზაციისათვის საჭირო დრო განისაზღვრება დაახლოებით 10^{-15} სეკუნდით, ხოლო იონური წანაცვლების პოლარიზაციის დამყარების დრო – 10^{-13} სეკუნდით. ეს იმას ნიშნავს, რომ რადიო-ელექტროტექნიკაში გამოყენებული სიხშირეების დროს წანაცვლების პოლარიზაცია მთლიანად ასწრებს დამყარებას. მაშასადამე, წანაცვლების პოლარიზაციით განპირობებული დიელექტრიკული განვლადობის ფარდობითი მნიშვნელობა არ არის დამოკიდებული იმ სიხშირეზე, რომელიც ელექტრო ან რადიოტექნიკის სიხშირეთა ინტერვალს ეკუთვნის.

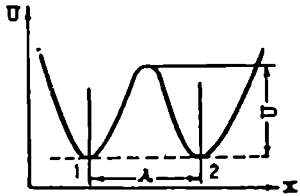
სულ სხვა მდგომარეობა გვაქვს სითბურ მოძრაობასთან დაკავშირებული პოლარიზაციისას; მისი დამყარების დრო დაახლოებით ელექტრული რხევების პერიოდის ტოლია და, ამიტომ, ელექტრო-რადიო რხევებისას სითბურ-იონურმა პოლარიზაციამ შესაძლებელია ვერ მოასწროს დამყარება.

განვსაზღვროთ სითბურ-იონური პოლარიზაციის დამყარებისათვის საჭირო დრო. ამისათვის გავეცნოთ იმ არასტაციონარულ პროცესს, რომელიც აღიძვრება სუსტად ბმული ელექტრული მუხტების შემცველ დიელექტრიკში ველის ჩართვის მომენტიდან და მიმდინარეობს სტაციონარული მდგომარეობის დამყარებამდე, არასტაციონარული პროცესის შესწავლა ნიშნავს, განისაზღვროს სითბური მოძრაობით გადატანილ იმ იონთა რაოდენობის ზრდა, რომელთაც წარიტაცებს მოქმედი ველი.

მივიღოთ, რომ მყარი დიელექტრიკი აგებულია იონებისაგან,

ან მასში არის იონების შემცველი რაიმე მინარევი. მივიღოთ ისიც, რომ იონის მოძრაობა შემოსაზღვრულია გარკვეული არით; ყოველი იონი ურთიერთქმედებაშია მის გარშემო მყოფ იონებთან, ამავე დროს მის პოტენციურ ენერგიას შესაძლო მოძრაობის /შემოსაზღვრულ/ არეში აქვს ფარდობითი მინიმალური მნიშვნელობა. დავუშვათ, რომ იონის ყოფნა შესაძლებელია ისეთ მეზობელ მდებარეობაშიც, რომელშიც იონის პოტენციურ ენერგიას აქვს იმავე სიღრმის ფარდობითი მინიმუმი.

ჩვენ მიერ წარმოდგენილი სურათი მოცემულია 1-ლ ნახაზზე. აქ /1/ და /2/ მეზობელი შესაძლო მდებარეობებია.



ნახ. 1

იონის /1/ მდებარეობიდან /2/-ში გადასვლის ალბათობა /და, პირიქით, /2/-დან /1/ მდებარეობაში გადასვლის ალბათობა /დამოკიდებულია ამ მდებარეობების გამყოფ პოტენციური ენერგიის ადგილობრივი მაქსიმუმის სიდიდესა და ტემპერატურაზე.

თხიერ და მყარ დიელექტრიკებში იონების სითბური მოძრაობის სურათი ერთნაირია; იონი გარკვეულ ხანს ირხევა დამაგრების /ბმის/ წერტილის მახლობლობაში, შემდეგ გადაინაცვლებს ძალზე მცირე "თავისუფალი" განარბენის მანძილზე და კვლავ იწყებს რხევას ახალი დამაგრების ადგილზე და ა.შ. ერთი დამაგრების ადგილიდან მეორეზე გადანაცვლება შეუძლია მხოლოდ იმ იონებს, რომელთა სითბური მოძრაობის ენერგია საკმარისია U სიმაღლის ადგილობრივი პოტენციური ჯებირის გადასალახავად. ალბათობა იმისა, რომ სითბურ მოძრაობაში მონაწილე იონის ენერგია ტოლია ან მეტია U-ზე, ბოლცმა-

ნის სტატისტიკის თანახმად არის $e^{-U/kT}$, სადაც T აბსოლუტური ტემპერატურაა, ხოლო K -ბოლცმანის მუდმივა.

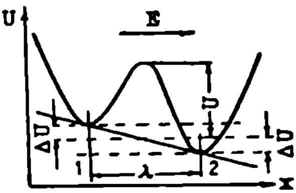
დამაგრების ადგილზე ბმის სიდიდით განსაზღვრული რხევის სიხშირე აღვნიშნოთ ν -თი; მაშინ, იმ პირობებში, როდესაც ჯებირზე გადასვლის ალბათობა მიმართულებაზე არ არის დამოკიდებული, X ღერძის დადებითი მიმართულებით U სიმაღლის პოტენციურ ჯებირზე დროის ერთეულში გადასულ იონთა რაოდენობა გამოისახება შემდეგი ფორმულით:

$$n=\frac{n_0}{6}\nu e^{-U/kT}, \qquad /1/$$

სადაც n_0 სუსტად ბმული იონების საერთო რაოდენობაა დიელექტრიკის მოცულობის ერთეულში. /1/ ფორმულაში შემავალი $\frac{n_0}{6}\nu$ განსაზღვრავს X ღერძის დადებითი მიმართულებით ჯებირზე გადასვლის ცდათა რიცხვს; ეს გამომდინარეობს სითბური მოძრაობის სრულიად მოუწესრიგებელი ხასიათიდან, რაც გვაძლევს უფლებას ჩავთვალოთ, რომ ურთიერთმართობი ღერძებიდან შერჩეული ათვლის სისტემის ყოველი ღერძის გასწვრივ მოძრაობს $\frac{n_0}{3}$ იონი და, მაშასადამე, მისი დადებითი მიმართულებით – $\frac{n_0}{6}$ იონი. ამ იონებიდან ჯებირზე გადასვლას შეძლებს მხოლოდ ის იონები, რომელთაც გააჩნიათ ამისათვის საკმარისი ენერგია, ე.ი. იონები, რომელთა რაოდენობა წარმოდგენილია /1/ ფორმულით.

აშკარაა, ელექტრული ველის ჩართვამდე ერთი მიმართულებით გადასულ იონთა რაოდენობა ტოლია საწინააღმდეგო მიმართულებით გადასულ იონთა რაოდენობისა. ე.ი. 1-ლ ნახაზზე წარმოდგენილი წრფივი სურათის თანახმად, რამდენი იონიც გადადის დროის ერთეულში /1/ მდგომარეობიდან /2/-ში, იმდენივე გადადის იმავე დროში საწინააღმდეგო მიმართულებით.

ჩავრთოთ ელექტრული ველი და წარმოვადგინოთ იგივე წრფივი სურათი დადებითი იონებისათვის. მივიღებთ მე-2 ნახაზზე მოცემულ სურათს /ჩვენ ვთვლით, რომ X ღერძის გასწვრივ მიმართული ველი ერთგვაროვანია და, მაშასადამე, იონის პოტენციური ენერგია ამ ველში მანძილზე წრფივადაა დამოკიდებული/. ცხადია, მე-2 ნახაზზე წარ-



ნახ. 2

მოყვანილი მრუდი გამოსახავს სრული პოტენციური ენერგიის ცვლილებას მანძილზე და წარმოადგენს I-ლ ნახაზზე მოცემული მრუდისა და მე-2 ნახაზზე წარმოდგენილი წრფის ზედდების შედეგს.

დადებითი იონისათვის X ღერძის დადებითი მიმართულებით მოძრაობისას ჯებირზე გადასვლა, როდესაც ველი მიმართულია, აგრეთვე, X ღერძის დადებითი მიმართულებით, გაადვილებულია; ამ პირობებში მარჯვნივ მოძრაობის დროს პოტენციურ ჯებირზე გადასულ იონთა რაოდენობა სჭარბობს მარცხნივ მოძრაობის დროს ჯებირზე გადასულ იონთა რაოდენობას. მართლაც, პირველ შემთხვევაში იონებს უხდებათ ველის მიერ დაწეული ჯებირის სიმაღლის გადალახვა, რომელიც ტოლია $U-\Delta U$, მეორე შემთხვევაში კი იგი გაზრდილია და ტოლია $U+\Delta U$. აქ ΔU არის E ველით გამოწვეული პოტენციური ენერგიის ცვლილება $\lambda/2$ მანძილზე, ე.ი. თუ იონის მუხტი არის e, მაშინ $\Delta U=\frac{eE\lambda}{2}$.

იონთა რაოდენობა მოცულობის ერთეულში აღვნიშნოთ n_0-ით. /1/ მდებარეობაში მყოფ იონთა რაოდენობის 1/3 აღვნიშნოთ n_1-ით, ხოლო /2/ მდებარეობაში მყოფ იონთა რაოდენობის 1/3- n_2-ით. მაშინ გვექნება:

$$n_1+n_2=\frac{n_0}{3}.$$

dt დროში მიღებული უსასრულოდ მცირე dn_1 ცვლილება დაახლოებით წარმოიდგინება შემდეგი ფორმულით:

$$dn_1=\left(-n_1\nu e^{-\frac{U-\Delta U}{\kappa T}}+n_2\nu e^{-\frac{U+\Delta U}{\kappa T}}\right)dt. \qquad /2/$$

/1/ მდებარეობაში მყოფ იონთა რაოდენობის შემცირება, რომელიც ტოლია /2/ მდებარეობაში მყოფ იონთა რაოდენობის ნაზრდისა, აღვნიშნოთ Δn-ით.

ცხადია, $\Delta n = \frac{n_0}{6} - n_1 = n_2 - \frac{n_0}{6}$, ე.ი. $n_2 - n_1 = 2\Delta n$ დავუშვათ, რომ $\Delta U \ll kT$ და, მაშასადამე, დასაშვებია მიახლოებითი ტოლობა

$$e^{\pm\frac{\Delta U}{kT}} \doteq 1 \pm \frac{\Delta U}{kT};$$

ამ ტოლობის გათვალისწინებით /2/ ფორმულა, თუ მასში შევიტანთ $\Delta n = \frac{n_2 - n_1}{2}$, მოგვცემს:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = -2\Delta n \nu e^{-U/kT} + \frac{n_0}{3}\frac{\Delta U}{kT}\nu e^{-U/kT} \qquad /3/$$

ჩავთვალოთ, რომ დიელექტრიკში იონზე მოქმედი ლოკალური ველი ტოლია საშუალო მაკროსკოპიული ველისა. დავუშვათ, ის მუდმივია. ე.ი. $E = const$ და, მაშასადამე, $\Delta U = const$.

შემოვიტანოთ აღნიშვნა

$$\tau = \frac{e^{U/kT}}{2\nu} \qquad /4/$$

/3/ დიფერენციული განტოლების ამოხსნის შემდეგ მივიღებთ:

$$\Delta n = Ce^{-t/\tau} + \frac{n_0 \Delta U}{6kT},$$

სადაც C მუდმივი განისაზღვრება პირობიდან: როდესაც $t=0, \Delta n=0$, ე.ი. $C = -\frac{n_0 \Delta U}{6kT}$ და, ამრიგად,

$$\Delta n = \frac{n_0 \Delta U}{6kT}\left(1 - e^{-t/\tau}\right) = \frac{n_0 e E \lambda}{12kT}\left(1 - e^{-t/\tau}\right). \qquad /5/$$

τ -ს ეწოდება სუსტად ბმული იონების რ ე ლ ა ქ ს ა ც ი ი ს დ რ ო. იგი განსაზღვრავს ელექტრული ველის ჩართვის მომენტიდან დაწყებული Δn რაოდენობის ზრდის სიჩქარეს. სტაციონარულ მდგომარეობაში, რომელიც მიიღწევა $t = \infty$ დროის შემდეგ

$$\Delta n_\infty = \frac{n_0 \Delta U}{6kT} = \frac{n_0 e E \lambda}{12kT}. \qquad /6/$$

დიელექტრიკში სუსტად ბმული იონების ასიმეტრიულ განაწილებას, როგორც ვხედავთ, გვაძლევს ელექტრული ველი, და გვაძლევს მაშინაც, როდესაც ველის მოქმედების გამო იონის მიერ შეძენილი ენერგია საკმარისი არ არის მისი დამაგრების ადგილიდან მოსაწყვეტად; მოწყ-

ველა წარმოებს სითბური მოძრაობის შედეგად, რაც ხელს უწყობს პოლარიზაციას ; სითბური მოძრაობის გამო ხდება დამაგრებული იონების მოწყვეტა, ხოლო ელექტრული ველი გვაძლევს მოწყვეტილი /განთავისუფლებული/ იონების ნაჭარბ გადასროლას ერთი მიმართულებით /დადებითი იონებისათვის- ველის მიმართულებით/. ეს პროცესი, ბოლოს და ბოლოს მთავრდება, რადგან შებრუნებული დიფუზიის პროცესი ახდენს მის სრულ კომპენსაციას და, ამრიგად, მყარდება სტაციონარული მდგომარეობა. ამ მდგომარეობაში იონების გადანაწილებით მიღებული ელექტრული ველი მიმართულია ძირითადი ველის საწინააღმდეგოდ და, ამრიგად, მიღწეული სტაციონარული მდგომარეობა ფაქტიურად წარმოადგენს პოლარიზაციის ახალ სახეს-სითბურ-იონურ პოლარიზაციას.

/5/ გამოსახულება გვიჩვენებს, რომ რაც უფრო დიდია τ რელაქსაციის დრო, მით უფრო ნელა მიმდინარეობს არასტაციონარული პროცესი. – იმავე გამოსახულებიდან გამომდინარეობს, რომ სტაციონარული მდგომარეობის მიღებას ჭირდება უსასრულოდ დიდი დრო, მაგრამ პრაქტიკულად რელაქსაციის დრო საკმარისად ახლოსაა სტაციონარული მდგომარეობის მიღებისათვის საჭირო დროსთან.

/4/ გამოსახულების თანახმად, რელაქსაციის დრო დამოკიდებულია იონის მოძრაობის შემზღუდველ პოტენციურ ჯებირზე, ტემპერატურასა და საკუთარი რხევების სიხშირეზე. ტემპერატურის ზრდა იძლევა რელაქსაციის დროის მკვეთრ შემცირებას. ეს დაკავშირებულია იმასთან, რომ ტემპერატურის ზრდა იწვევს იონების ძვრადობის ზრდას, რაც თავის მხრივ აჩქარებს დიფუზიის პროცესს, რომელიც აკომპენსირებს ველის მიმართულებით ჭარბად გადატანილ იონთა რაოდენობას.

დიელექტრიკის მოცულობის ერთეულის ელექტრული მომენტის რაოდენობრივი მნიშვნელობა დროის t მომენტისათვის, განპირობებული სითბურ-იონური პოლარიზაციით, იქნება:

$$\mathcal{P} = \Delta n \cdot e \cdot \lambda . \qquad /7/$$

/7/ გამოსახულებაში /5/-ის შეტანა გვაძლევს

$$\mathcal{P}_t = \frac{n_0 e^2 \lambda^2}{12kT}\left(1-e^{-t/\tau}\right)E . \qquad /8/$$

/8/ ფორმულიდან შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ მოცულობის ერთეულის ელექტრული მომენტი ყოველთვის, როგორც სტაციონარულ, ისე არასტაციონარულ მდგომარეობაში, პროპორციულია მოქმედი ელექტრული ველის დაძაბულობისა.

დავუშვათ, რომ $t=\infty$, მაშინ /8/-დან ვღებულობთ

$$\mathcal{P}_\infty = \frac{n_0 e^2 \lambda^2}{12kT}E$$

და, მაშასადამე,

$$\mathcal{P}_t = \mathcal{P}_\infty\left(1-e^{-t/\tau}\right) \qquad /9/$$

τ რელაქსაციის დრო გავუტოლოთ t-ს, მაშინ გვექნება

$$\frac{\mathcal{P}_\infty - \mathcal{P}_t}{\mathcal{P}_\infty} = \frac{1}{e} ,$$

სადაც e-თი აღნიშნულია ნატურალური ლოგარითმების ფუძე+/. ამრიგად, რელაქსაციის დრო ტოლია იმ დროისა, რომლის განმავლობაშიც $\mathcal{P}_\infty - \mathcal{P}_t$ სხვაობა e-ჯერ /დაახლოებით სამჯერ/ ნაკლები ხდება $\mathcal{P}_\infty$-ზე. ეს განმარტება ემყარება იმ დაშვებას, რომ არასტაციონარული პროცესის განმავლობაში იონზე მოქმედი ველი მუდმივია, რაც, რასაკვირველია, არ არის სწორი, რადგან პროცესის მსვლელობისას გარე ველის საწინააღმდეგოდ მიმართული ველი იზრდება მანამ, ვიდრე არ დამყარდება სტაციონარული მდგომარეობა. ამასთან დაკავშირებით რელაქსაციის დრო შეიძლება განიმარტოს უფრო ზუსტად: ეს ველის ამორთვის მომენტიდან გასული დროა, რომელშიც დიელექტრიკის ერთეულოვანი მოცულობის ელექტრული მომენტი მცირდება e-ჯერ.

სითბურ-იონურ პოლარიზაციას თან ახლავს $n_0\alpha E$, წანაცვლების პოლარიზაცია, სადაც α ნაწილაკის პოლარიზაციის კოეფიციენტია.

+/ ელექტრული მუხტისა და ლოგარითმების ფუძის ერთნაირმა აღნიშვნამ გაუგებრობა არ უნდა გამოიწვიოს.

/8/ ფორმულაში წანაცვლების პოლარიზაცია არ არის გათვალისწინებული და, ამიტომ, $\mathcal{P}_t$ არ წარმოადგენს სრულ მომენტს: სრული მომენტი განპირობებულია რელაქსაციური და წანაცვლების პოლარიზაციათა ჯამით:

$$\mathcal{P}_t = n_o \alpha E + \frac{n_o e^2 \lambda^2}{12 kT}\left(1 - e^{-t/\tau}\right) E \qquad /10/$$

ვინაიდან

$$n_o \alpha E = \frac{\varepsilon_\infty - 1}{4\pi} E ,$$

სადაც ε_∞ არის გარდატეხის მაჩვენებლის კვადრატი, ამიტომ

$$\mathcal{P}_t = \frac{\varepsilon_\infty - 1}{4\pi} E + \frac{n_o e^2 \lambda^2}{12 kT}\left(1 - e^{-t/\tau}\right) E . \qquad /11/$$

/6/, /8/, /9/, /10/, /11/ ფორმულების მიღება ემყარება /5/ გამოსახულებას, რომელიც გამოყვანილია იმ დაშვებით, რომ $\Delta U \ll kT$ და, მაშასადამე, $e^{\pm \frac{\Delta U}{kT}} = 1 \pm \Delta U$. ამ დაშვებას ემყარება τ რელაქსაციის დროის განმსაზღვრელი /4/ ფორმულაც. ზოგად შემთხვევაში, როდესაც არ არის დაკმაყოფილებული უტოლობა $\Delta U \ll kT$, აღნიშნული ფორმულები აღარ არის სწორი და უნდა შეიცვალოს შემდეგი გამოსახულებებით:

$$\Delta n = \frac{n_o\left(e^{\Delta U/kT} - e^{-\Delta U/kT}\right) e^{-t/\tau}}{6\left(e^{\Delta U/kT} + e^{-\Delta U/kT}\right)} ; \qquad /12/$$

$$\mathcal{P}_t = \Delta n \cdot e \cdot \lambda = \frac{n_o e \lambda \left(e^{\Delta U/kT} - e^{-\Delta U/kT}\right)}{6\left(e^{\Delta U/kT} + e^{-\Delta U/kT}\right)} e^{-t/\tau} , \qquad /13/$$

სადაც რელაქსაციის დრო

$$\tau = \frac{e^{U/kT}}{\nu\left(e^{\Delta U/kT} + e^{-\Delta U/kT}\right)} , \qquad /14/$$

ხოლო $\Delta U = \frac{eE\lambda}{2}$.

$\Delta U \ll kT$ უტოლობის დარღვევისას, ე.ი. ძლიერ ველებში, რელაქსაციის დრო დამოკიდებულია ელექტრული ველის დაძაბულობაზე; ველის გაზრდა τ-ს ამცირებს და უფრო სწრაფად მყარდება სტაციონარუ-

ლი მიმართულება. ამავე დროს, /13/ ფორმულის თანახმად, დიელექტრიკის მოცულობის ერთეულის ელექტრული მომენტი აღარ არის დაძაბულობის პროპორციული.

ამგვარად, /12/ და /13/ განტოლებები სწორია ძლიერი ელექტრული ველისათვის / 10^5 ^{3}/სმ /, რომელიც ახლოსაა დიელექტრიკის რღვევისათვის საჭირო ველთან. სხვა შემთხვევებში, ე.ი. შედარებით სუსტი ელექტრული ველებისათვის, ძალაშია /11/ ფორმულა და ყველა ის გამოსახულება, რომელთაც ეყრდნობა ამ ფორმულის გამოყვანა.

ჩავთვალოთ, რომ ველი არ არის ძლიერი, და, მაშასადამე, ძალაშია /3/ დიფერენციული განტოლება. ამჯერად მხედველობაში მივიღოთ ის გარემოება, რომ პოლარიზაციის განვითარების პროცესში იონზე მოქმედი ველი არ არის მუდმივი და, მაშასადამე, არ არის მუდმივი ΔU-ც, რომელიც პროპორციულია ამ ველისა. $\mathcal{P}$ მომენტის მისაღებად შემოვიტანოთ F ლოკალური ველი, რომელიც E საშუალო მაკროსკოპიულ ველთან დაკავშირებულია ლორენცის ფორმულით:

$$F=E+\frac{4}{3}\pi\mathcal{P}. \qquad /15/$$

ვინაიდან ელექტროდები დაკავშირებულია მუდმივი ძაბვის წყაროსთან, ამიტომ, ცხადია, რომ საშუალო მაკროსკოპიული ველის დაძაბულობა $E = const$ და, მაშასადამე, იონზე მოქმედი F ველი იცვლება /იზრდება/ მხოლოდ $\mathcal{P}$-ს ზრდის გამო.

მოცულობის ერთეულის ელექტრული მომენტი /რომელსაც ადგილი აქვს ელექტრონულ და იონურ წანაცვლებებსა და სითბურ-იონურ პოლარიზაციებს/ გამოისახება ფორმულით:

$$\mathcal{P}=n_0\alpha F+\Delta n e\lambda=n_0(\alpha_e+\alpha_i)F+\Delta n e\lambda, \qquad /16/$$

სადაც α_e და α_i, შესაბამისად, ნაწილაკის ელექტრონული და იონური წანაცვლების კოეფიციენტებია.

კლაუზიუს-მოსოტის განტოლების თანახმად,

$$\frac{4}{3}\pi n_0(\alpha_e+\alpha_i)=\frac{\varepsilon_\infty-1}{\varepsilon_\infty+2}\,, \qquad /17/$$

ხოლო /15/ და /16/ ფორმულებიდან

$$F=\frac{E+4/_3\pi\Delta n e\lambda}{1-4/_3\pi n_0\alpha}\,. \qquad /18/$$

/17/ ფორმულის /18/-ში ჩასმით, თუ გავითვალისწინებთ, რომ $1-\frac{4}{3}\pi n_0\alpha=\frac{3}{\varepsilon_\infty+2}$, მივიღებთ:

$$F=\frac{\varepsilon_\infty+2}{3}E+\frac{4}{9}\pi(\varepsilon_\infty+2)\Delta n\cdot e\cdot\lambda\,. \qquad /19/$$

ამრიგად, ველით გამოწვეული პოტენციური ჯებირის ცვლილებისათვის გვაქვს:

$$\Delta U=\frac{e\lambda}{2}E=\frac{e\lambda}{6}(\varepsilon_\infty+2)E+\frac{2e^2\lambda^2\pi}{9}(\varepsilon_\infty+2)\Delta n\,. \qquad /20/$$

ამ გამოსახულების შეტანა /3/ დიფერენციულ განტოლებაში გვაძლევს:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt}=-2\nu\Delta n e^{-U/kT}+\frac{n_0\nu e^{-U/kT}e\lambda}{6kT}\left[\frac{\varepsilon_\infty+2}{3}E+\frac{4\pi}{9}(\varepsilon_\infty+2)\Delta n e\lambda\right]=$$

$$=-2\nu\Delta n e^{-U/kT}\left[1-\frac{1}{27}\pi(\varepsilon_\infty+2)\frac{n_0e^2\lambda^2}{kT}\right]+$$

$$+\frac{\varepsilon_\infty+2}{18kT}e\lambda n_0\nu e^{-U/kT}E\,. \qquad /21/$$

იმისათვის, რომ გარდავქმნათ ეს გამოსახულება, შემოვიტანოთ ε_0 დიელექტრიკული განვლადობა, განპირობებული ნაწილაკების პოლარიზაციით და უკვე დამყარებული სითბურ-იონური პოლარიზაციით; ე.ი. ε_0 არის მუდმივი ძაბვის ანუ ნულოვანი სიხშირის დროს მიღებული დიელექტრიკული განვლადობა.

დავუშვათ, რომ დიელექტრიკში მოქმედი ლოკალური ველი

$$F=E+\frac{4}{3}\pi\mathcal{P}\,,$$

რაც იმის აღმნიშვნელია, რომ სამართლიანია კლაუზიუს-მოსოტის განტოლება. მაშინ ε_0 განისაზღვრება შემდეგი ტოლობიდან:

$$\frac{\varepsilon_0-1}{\varepsilon_0+2}=\frac{4}{3}\pi n_0\left(\alpha_0+\frac{e^2\lambda^2}{12kT}\right),$$

ანუ

$$\frac{\varepsilon_0-1}{\varepsilon_0+2}=\frac{\varepsilon_\infty-1}{\varepsilon_\infty+2}+\frac{\pi n_0 e^2\lambda^2}{9kT} \qquad /22/$$

აქედან, მარტივი გარდაქმნებით, ვღებულობთ:

$$1-\frac{\pi}{27}\left(\varepsilon_\infty+2\right)\frac{n_0 e^2\lambda^2}{kT}=1-\frac{\varepsilon_0-\varepsilon_\infty}{\varepsilon_0+2}=\frac{\varepsilon_\infty+2}{\varepsilon_0+2}. \qquad /23/$$

ამ გამოსახულების შეტანა /21/ დიფერენციულ განტოლებაში გვაძლევს:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt}=-2\nu e^{-U/kT}\frac{\varepsilon_\infty+2}{\varepsilon_0+2}\Delta n+\frac{n_0 e\lambda}{6kT}\cdot\frac{\varepsilon_\infty+2}{3}\nu e^{-U/kT}E. \qquad /24/$$

/24/ განტოლების ინტეგრირებით ვღებულობთ:

$$\Delta n=Ce^{-t/\theta}+\frac{n_0 e\lambda}{12kT}\,\frac{\varepsilon_0+2}{3}E, \qquad /25/$$

სადაც C ნებისმიერი მუდმივაა, ხოლო θ -პოლარიზაციის დამყარების პროცესის დროის მუდმივა და ტოლია:

$$\theta=\frac{e^{U/kT}}{2\nu}\cdot\frac{\varepsilon_0+2}{\varepsilon_\infty+2}=\tau\frac{\varepsilon_0+2}{\varepsilon_\infty+2} \qquad /26/$$

ამრიგად, θ განსხვავებულია τ რელაქსაციის დროისაგან და ეს განსხვავება მიღებულია, ერთი მხრივ, მოქმედი ლოკალური F ველის ცვალებადობის გათვალისწინებით და, მეორე მხრივ, წანაცვლების პოლარიზაციის მხედველობაში მიღებით.

უმეტეს შემთხვევაში $\frac{\varepsilon_0+2}{\varepsilon_\infty+2}$ მცირედ განსხვავდება ერთისაგან და მიღებულმა შესწორებამ არსებითი ცვლილება არ შეიტანა τ რელაქსაციის დროის რაოდენობრივ მნიშვნელობაში- რელაქსაციის სიდიდის რიგი დარჩა უცვლელი. იმ შემთხვევაში, როდესაც $\frac{\varepsilon_0+2}{\varepsilon_\infty+2}$ მნიშვნელოვნად აღემატება ერთს, ვეღარ ვისარგებლებთ კლაუზიუს-მოსოტის განტოლებით და უარი უნდა ვთქვათ ზემოთ ჩატარებულ გამოთვლებზე.

გამოვიყენოთ საწყისი პირობები და განვსაზღვროთ /25/ განტოლებაში შემავალი C, ველის ჩართვის მომენტი მივიჩნიოთ $t=0$ საწყის მომენტად. ამ მომენტში $\Delta n=0$ და, მაშასადამე,

$$C=-\frac{n_0 e\lambda}{12kT}\,\frac{\varepsilon_0+2}{3}E.$$

C-ს გამოსახულების /25/-ში შეტანა გვაძლევს:

$$\Delta n=\frac{n_0 e\lambda}{12kT}\,\frac{\varepsilon_0+2}{3}\left(1-e^{-t/\theta}\right)E\,. \qquad /27/$$

$t=\infty$ გვაძლევს სტაციონარულ მდგომარეობას, რომლისთვისაც

$$\Delta n_\infty=\frac{n_0 e\lambda}{12kT}\cdot\frac{\varepsilon_0+2}{3}\,E \qquad /28/$$

/27/ განტოლების გამოყენებით განისაზღვრება ერთეულოვანი მოცულობის ელექტრული მომენტი:

$$\mathcal{P}_t=\Delta n\cdot e\cdot\lambda=\frac{n_0 e^2\lambda^2}{12kT}\cdot\frac{\varepsilon_0+2}{3}\left(1-e^{-t/\theta}\right)E\,. \qquad /29/$$

/27/ გამოსახულების შედარება /5/-თან, ხოლო /29/ ფორმულისა- /8/-თან გვარწმუნებს, რომ განსხვავება არ არის დიდი.

რელაქსაციის დროის გაზრდა /θ მეტია T-ზე/ აიხსნება იმით, რომ იონზე მოქმედი F ძალა დროში იზრდება სტაციონარული მდგომარეობის მიღწევამდე და საბოლოო დამყარებული პოლარიზაცია უფრო დიდია იმ პოლარიზაციასთან შედარებით, რომელსაც მოგვცემდა საშუალო მაკროსკოპიული ველი; დიდი პოლარიზაციის დამყარება კი მოითხოვს შედარებით დიდ დროს და ამიტომაცაა, რომ $\theta>\tau$.

გამოვთვალოთ რელაქსაციის დრო, რომელიც განსაზღვრულია შემდეგი ფორმულით

$$\tau=\frac{e^{U/kT}}{2\nu}\,.$$

მყარ დიელექტრიკებში სუსტად ბმული იონების აქტივაციის ენერგია სიდიდით 10^{-12} ერგის რიგისაა. მივიღოთ, რომ დიელექტრიკის დიელექტრიკული განვლადობა არ არის დიდი. დამაგრებული იონების საკუთარი რხევის სიხშირე $10^{13}\frac{1}{წმ}$--რიგისაა, ხოლო შედარებით სუსტად ბმული იონების რხევის სიხშირე ნაკლებია და შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ დაახლოებით $10^{12}\,\frac{1}{წმ}$ ტოლია. დავუშვათ, რომ $T=300^\circ K$, მაშინ $\tau=3{,}5\cdot10^{-2}$ წმ. ხოლო, თუ $T=600^\circ K$, მაშინ $\tau=1{,}3\cdot10^{-7}$ წმ. τ-ს ამ მნიშვნელობებს თუ შევუდარებთ ელექტრო-რადიოტექნიკაში გამოყენებულ რხევათა პერიოდებს, დავრწმუნდებით, რომ ისინი სიდიდით საკმარისად ახლოს არიან ერთმანეთთან

მოცულობის ერთეულის ელექტრული მომენტი, წ ა ნ ა ც ვ ლ ე - ბ ი ს პოლარიზაციისა და რ ე ლ ა ქ ს ა ც ი უ რ ი პოლარიზაციის გათვალისწინებით, ტოლია

$$\mathcal{P}_t = n_0\alpha F + \frac{n_0 e^2\lambda^2}{12kT}\cdot\frac{\varepsilon_0+2}{3}\left(1-e^{-t/\theta}\right)E . \qquad /30/$$

მოქმედი F ველი რელაქსაციური პოლარიზაციის დამყარებამდე იზრდება და, მამასადამე, იზრდება $n_0\alpha F$, ე.ი. წანაცვლების პოლარიზაციის მოცულობის ერთეულის ელექტრული მომენტი. თუ სამართლიანია ლორენცის ფორმულა $F=E+\frac{4}{3}\pi\mathcal{P}_t=E+\frac{4}{3}\pi n_0\alpha F$, მაშინ $F=\frac{E}{1-\frac{4}{3}\pi n_0\alpha}$, რომლის ჩასმა /30/ ფორმულაში მოგვცემს:

$$\mathcal{P}_t = \frac{n_0\alpha E}{1-\frac{4}{3}\pi n_0\alpha} + \frac{n_0 e^2\lambda^2}{12kT\left(1-\frac{4\pi n_0\alpha}{3}\right)}\cdot\frac{\varepsilon_0+2}{3}\left(1-e^{-t/\theta}\right)E$$

ვისარგებლოთ ტოლობით:

$$1-\frac{4\pi n_0\alpha}{3} = 1-\frac{\varepsilon_\infty-1}{\varepsilon_\infty+2} = \frac{3}{\varepsilon_\infty+2} .$$

აქედან განვსაზღვროთ $n_0\alpha$, მივიღებთ:

$$n_0\alpha = \frac{3}{4\pi}\,\frac{\varepsilon_\infty-1}{\varepsilon_\infty+2}$$

შევიტანოთ ეს გამოსახულება $\mathcal{P}_t$ -ს განმსაზღვრელ ფორმულაში, გვექნება

$$\mathcal{P}_t = \frac{\varepsilon_\infty-1}{4\pi}E + \frac{n_0 e^2\lambda^2}{12kT}\,\frac{(\varepsilon_0+2)(\varepsilon_\infty+2)}{9}\left(1-e^{-t/\theta}\right)E . \qquad /31/$$

ამგვარად, ლოკალურ და საშუალო მაკროსკოპიულ ველებს შორის განსხვავება გვაძლევს რელაქსაციის დროებს შორის განსხვავებას /$\tau \neq \theta$/. განსხვავებას ვღებულობთ დიელექტრიკის მოცულობის ერთეულის ელექტრული მომენტებისთვისაც.

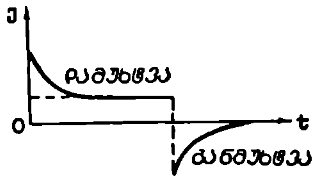
/31/ ფორმულა შევუდაროთ /29/-ს, რომელიც მიღებული იყო მხოლოდ რელაქსაციური /სითბურ-იონური/ პოლარიზაციის გათვალისწინებით. ფორმულათა შედარება გვიჩვენებს, რომ ელექტრული მომენტის ცვლადი ნაწილი წანაცვლების პოლარიზაციის გათვალისწინების დროს $\frac{\varepsilon_\infty+2}{3}$ -

ჯერ მეტია, ვიდრე მაშინ, როდესაც ვითვალისწინებთ მხოლოდ რელაქსაციურ პოლარიზაციას.

§ 2. აბსორბციული დენი

შედარებით დაბალ ტემპერატურებზე მყარ დიელექტრიკებში ელექტრული დენის გავლა დაკავშირებულია მეორად მოვლენებთან, რომლებიც განპირობებულია თავისუფალი მოცულობითი ელექტრული მუხტების შექმნით.

მყარ დიელექტრიკში მუდმივი ძაბვის პირობებში გამავალი დენის ძალის დროზე დამოკიდებულების შესწავლა გვიჩვენებს, რომ ადგილი აქვს დენის შემცირებას დროში. ელექტროდების მოკლე ჩართვისას კი ვღებულობთ შებრუნებულ ე.წ. განმუხტვის დენს, რომელიც დროში მცირდება ნულამდე /იხ.ნახ.3/. ამ მოვლენას ვაკვირდებით უმეტეს მყარ დი-



ნახ. 3

ელექტრიკებში, თუკი ტემპერატურა არ არის მაღალი.

გაირკვა, რომ დენის შემცირება არ არის დაკავშირებული მხოლოდ დიელექტრიკის მაკროსკოპიულ არაერთგვაროვნებასთან, რომელიც იწვევს დენის შემცირების გამომწვევ ელექტრული ველის გადანაწილებას; ველის გადანაწილება შეიძლება მოგვცეს ერთგვაროვან დიელექტრიკში მოცულობითი მუხტების დაგროვებამაც. მუხტების დაგროვება შეიძლება გამოვლინდეს სხვადასხვა სახით: გროვდება სხვადასხვა დიელექტრიკის გამყოფ ზედაპირზე /მკვეთრად გამოვლენილი არაერთგვაროვნება/, ნაწილდება დიელექტრიკის მთელ მოცულობაში, გროვდება ელექტროდებთან მდებარე თხელ ფენებში.

დენის დროში შემცირების ერთ-ერთი მიზეზი შეიძლება იყოს პოლარიზაციის დამყარების პროცესი, სახელდობრ, სითბურ მოძრაობასთან დაკავშირებული ნელა მიმდინარე პროცესები, რომლებსაც ყოველთვის თან სდევს აბსორბციული დენი. ბუნებრივია, რომ აბსორბციული დენის არსებობის ხანგრძლივობა ტოლია მუხტების გადანაწილების პროცესის, ე.ი. პოლარიზაციის დამყარების არასტაციონარული პროცესის ხანგრძლივობისა. მუხტების გადანაწილების დამთავრების მომენტიდან ძირითადი ველის საწინააღმდეგოდ მიმართული ველი, წარმოშობილი აღნიშნული გადანაწილებით, აღარ იცვლება, მყარდება სტაციონარული მდგომარეობა, ქრება დროში კლებადი ელექტრული დენი და ვღებულობთ მუდმივ ნარჩენ, ანუ გამტარ დენს დიელექტრიკში. აბსორბციული ან პოლარიზაციული დენის სიმკვრივე, განპირობებული არასტაციონარული პროცესით, ტოლია

$$j_p = \frac{d\sigma}{dt},$$

სადაც σ არის დიელექტრიკის პოლარიზაციული მუხტების ზედაპირული სიმკვრივე, რომლის სიდიდე განსაზღვრავს დიელექტრიკის მოცულობის ერთეულის ელექტრული მომენტის რიცხობრივ მნიშვნელობას: $\sigma = \mathcal{P}$ /იგულისხმება, რომ ელექტრული ველი მართობია დიელექტრიკის ზედაპირისა; ზოგად შემთხვევაში $\sigma = \mathcal{P}_n$ /. ამ ტოლობის საფუძველზე

$$j_p = \frac{d\mathcal{P}}{dt}. \qquad /32/$$

ველის ჩართვის შემდეგ დიელექტრიკში, რომელშიც ადგილი აქვს მოცულობითი მუხტების დაგროვებას, გეომეტრიული ზედაპირის დამუხტვის დენისა და სხვადასხვა სახის პოლარიზაციის პროცესით აღძრული დენის გარდა, გვაქვს ელექტროგამტარობის დენი, რომელიც დროში მცირდება გარკვეულ მნიშვნელობამდე და შემდეგ რჩება მუდმივი /ნარჩენი ანუ გამტარი დენი/.

/32/ ფორმულით განსაზღვრული j_p დენის სიმკვრივის რაოდენობრივი მნიშვნელობის პოვნა მოითხოვს $\mathcal{P}$ ელექტრული მომენტის დროზე

დამოკიდებულების ცოდნას. დავუშვათ, რომ აბსორბციული დენი განპირობებულია სითბურ მოძრაობასთან დაკავშირებული დიელექტრიკული პოლარიზაციის დამყარების პროცესით და, ამავე დროს, დავუშვათ ისიც, რომ მოქმედი ველი /ლოკალური ველი/ ტოლია საშუალო მაკროსკოპიული ველისა. ჩვენს მოთხოვნებს აკმაყოფილებს $\mathcal{P}$, განსაზღვრული /8/ ფორმულით:

$$\mathcal{P}_t = \frac{n_o e^2 \lambda^2}{12 \kappa T}\left(1 - e^{-t/\tau}\right)E$$

და, რადგანაც $t=\infty$ გვაძლევს

$$\mathcal{P}_\infty = \frac{n_o e^2 \lambda^2}{12 \kappa T} E ,$$

ამიტომ,

$$\mathcal{P}_t = \mathcal{P}_\infty\left(1 - e^{-t/\tau}\right).$$

ამ გამოსახულების შეტანა /32/ ფორმულაში მოგვცემს:

$$j_P = \frac{d\mathcal{P}_t}{dt} = \frac{\mathcal{P}_\infty}{\tau} e^{-t/\tau} ,$$

ანუ

$$j_P = \frac{n_o e^2 \lambda^2}{12 \kappa T \tau} e^{-t/\tau} E . \qquad /33/$$

/33/ გამოსახულებაში შევიტანოთ რელაქსაციის დრო, განსაზღვრული შემდეგი ტოლობით:

$$\tau = \frac{e^{U/\kappa T}}{2\nu} ,$$

მივიღებთ:

$$j_P = \frac{n_o e^2 \lambda^2 \nu}{6 \kappa T} e^{-\frac{U}{\kappa T}} e^{-\frac{t}{\tau}} E \qquad /34/$$

იმ შემთხვევაში, როდესაც მოქმედი ველი მნიშვნელოვნად არის განსხვავებული საშუალო მაკროსკოპიული ველისაგან, j_P -ს გამოსახულების მისაღებად უნდა ვისარგებლოთ /31/ ფორმულით, რომელიც განსაზღვრავს სრულ ელექტრულ მომენტს:

$$\mathcal{P}_t = \frac{\varepsilon_\infty - 1}{4\pi} E + \frac{n_o e^2 \lambda^2}{12 \kappa T} \, \frac{(\varepsilon_o + 2)(\varepsilon_\infty + 2)}{9} \left(1 - e^{-t/\theta}\right) E .$$

ვინაიდან ამ გამოსახულების პირველი წევრი არ არის დროზე დამოკიდებული, ამიტომ

$$j_p = \frac{d\mathcal{P}_t}{dt} = \frac{n_0 e^2 \lambda^2}{12kT} \frac{(\varepsilon_0+2)(\varepsilon_\infty+2)}{9\theta} e^{-t/\theta} E \qquad /35/$$

და, სადაც $\theta = \frac{e^{U/kT}}{2\nu} \cdot \frac{\varepsilon_0+2}{\varepsilon_\infty+2}$,

ამიტომ /35/ შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით:

$$j_p' = \frac{n_0 e^2 \lambda^2 \nu}{6kT} \frac{(\varepsilon_\infty+2)^2}{9} e^{-U/kT} e^{-t/\theta} E. \qquad /36/$$

ამგვარად, აბსორბციული დენის დამოკიდებულება დროზე შემდეგი სახისაა:

$$j_p = g e^{-t/\theta} E, \qquad /37/$$

ხოლო, თუ მოქმედი/F ლოკალური/ ველი ტოლია საშუალო მაკროსკოპიული ველისა, მაშინ

$$j_p = g' e^{-t/\tau} E. \qquad /38/$$

/36/ და /37/ ფორმულების შედარების შემდეგ, ვღებულობთ:

$$g = \frac{n_0 e^2 \lambda^2}{12kT\theta} \frac{(\varepsilon_0+2)(\varepsilon_\infty+2)}{9} = \frac{n_0 e^2 \lambda^2 \nu}{6kT} \frac{(\varepsilon_\infty+2)^2}{9} e^{-U/kT}, \qquad /37'/$$

ე.ი. g წარმოადგენს აბსორბციული დენის საწყის გამტარობას სითბურ-იონური პოლარიზაციის დროს, როდესაც $F \neq E$. /34/ და /38/ ფორმულების შედარება გვაძლევს:

$$g' = \frac{n_0 e^2 \lambda^2}{12kT\tau} = \frac{n_0 e^2 \lambda^2 \nu}{6kT} e^{-U/kT}, \qquad /38'/$$

ე.ი. g' წარმოადგენს აბსორბციული დენის საწყის გამტარობას სითბურ-იონური პოლარიზაციის დროს, როდესაც $F = E$ /მოქმედი ველი საშუალო მაკროსკოპიული ველია/.

ამგვარად, აბსორბციული დენის დროზე დამოკიდებულება ექსპონენციალურია. ასეთი დამოკიდებულება მიღებული იყო იმ დაშვებით,

რომ აბსორბციული დენი აღძრულია დიელექტრიკის სითბურ-იონური პოლარიზაციის შედეგად.

დენის შემცირებას დროში შესაძლებელია ჰქონდეს სხვა სახეც, მაგალითად, ხარისხოვანი. განსხვავება შეიძლება აიხსნას აბსორბციული დენის წარმოშობის სხვა მიზეზით. მაგალითად, იგი შეიძლება აღიძრას დიელექტრიკში მოცულობითი მუხტების დაგროვებით /და არა სითბურ-იონური პოლარიზაციით/.

აღსანიშნავია ის გარემოება, რომ დიელექტრიკს მიეწერეთ რელაქსაციის დროის მხოლოდ ერთი მნიშვნელობა, რაც, რასაკვირველია, წარმოადგენს საკითხის გამარტივებას; τ დროის ერთი მნიშვნელობის აღება ნიშნავს იმას, რომ იონის მოძრაობის შემზღუდავი პოტენციური ჯებირი მთელი დიელექტრიკისათვის აღებულია მხოლოდ ერთი მნიშვნელობის, მაშინ როდესაც საზოგადოდ მას შეიძლება ჰქონდეს სხვადასხვა მნიშვნელობა. აქედან, რელაქსაციის დროში უნდა შედიოდეს პოტენციური ჯებირის სიმაღლის საშუალო მნიშვნელობა,

იმისათვის, რომ მივიღოთ დენის დროზე დამოკიდებულების ექსპონენციალური სახე, როგორც გაირკვა, დიელექტრიკი უნდა დავახასიათოთ Θ მუდმივას, ე.ი. დენის კლების დროის მუდმივათა მრავალი მნიშვნელობით. ეს იმას ნიშნავს, რომ დენის კლების $j=\varphi(t)$ ფუნქცია შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით:

$$\varphi(t)=\sum n_{\theta_i} e^{-t/\theta_i}\Delta\theta_i\,, \qquad /39/$$

სადაც θ_i დროის მუდმივაა, ხოლო $n_{\theta_i}\Delta\theta_i$ -ჯამის i-რი წევრის ე.წ. "კუთრი წონა". საკითხისადმი ასეთი მიდგომა ეყრდნობა იმ მოსაზრებას, რომ ყოველ დიელექტრიკში არის სხვადასხვა მაკრო და მიკრო ერთგვაროვნებათა დიდი რაოდენობა ან სხვადასხვა დიპოლური მოლეკულები და დიპოლური ჯგუფები /ამ უკანასკნელ შემთხვევაში განხილულ უნდა იქნეს სითბურ-ორიენტაციული პოლარიზაცია/

მაშინ, როდესაც ადგილი აქვს θ სიდიდეების უწყვეტ ცვლას ერთი არაერთგვაროვნებიდან მეორეზე გადასვლის დროს, ე.ი. როდესაც ადგილი აქვს პოტენციური ჯებირის უწყვეტ ცვლას, /39/ ფორმულით წარმოდგენილი ჯამი უნდა შეიცვალოს ინტეგრალით

$$\varphi(t)=\int_0^\infty n_\theta e^{-t/\theta} d\theta \qquad /40/$$

დავუშვათ, რომელიმე ექსპონენციალურ წევრს, რომელსაც θ^* ეთანადება, აქვს უდიდესი მნიშვნელობა /θ^* დროის მუდმივას ალბათობა უდიდესია/, ხოლო დანარჩენი წევრები მის ირგვლივ ჯგუფდება. ალბათობის თეორიის კანონების მიხედვით. ეს იმას ნიშნავს, რომ არაერთგვაროვან დიელექტრიკში არაერთგვაროვნების ერთ-ერთი სახე უფრო ხშირად გვხვდება; ე.ი. ამ დროს არსებობს ისეთი პოტენციური ჯებირი /და, მაშასადამე, ისეთი რელაქსაციის დრო/, რომელიც შეესაბამება ნაწილაკების ყველაზე დიდ რაოდენობას /იგულისხმება, რომ ეს ნაწილაკები ახორციელებენ ერთ გარკვეულ არაერთგვაროვნებას/.

ალბათობის თეორიის კანონების მიხედვით შესაძლებელია ჯამის მოცემული ექსპონენციალური წევრის- n_θ "კუთრი წონის" პოვნა, რომელიც განსაზღვრავს იმის ალბათობას, რომ დიელექტრიკში შევხვდებით $\theta, \theta+d\theta$ ინტერვალში მდებარე დროის მუდმივას:

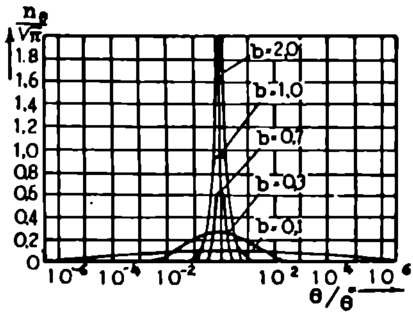
$$n_\theta=\frac{nb}{\sqrt{\pi}\,\theta^*} e^{-\left(b\ln\frac{\theta}{\theta^*}\right)^2}, \qquad /41/$$

სადაც

$$n=\int^{\infty} n_\theta d\theta,$$

ხოლო b, ე.წ. დროის მუდმივების განაწილების სიგანე, მუდმივი სიდიდეა და გვიჩვენებს, თუ რამდენად მჭიდროდ ჯგუფდება დროის მუდმივები ყველაზე ალბათიანი θ^* მნიშვნელობის გარშემო.

/41/ თანაფარდობიდან გამომდინარეობს, რომ რაც მეტია განსხვავება აღებულ θ-სა და θ^*-ს შორის, მით უფრო იშვიათად შევხვდებით მას, რადგან რაც მეტია აღნიშნული განსხვავება, მით ნაკლებია n_θ / $b = const$ /.



ნახ. 4

მე-4 ნახაზზე მოცემულია n_θ-ს დამოკიდებულება θ/θ^*-ზე /b=const/. ნახაზი გვიჩვენებს, რომ რაც უფრო დიდია b, მით მეტია θ^*-ის მახლობელი დროის მუდმივების რაოდენობა; b-ს შემცირება გვაძლევს მაქსიმუმის შემცირებას-დროის მუდმივების ალბათობათა დაახლოებას და ზღვარში, როდესაც b=0, დროის მუდმივები ხდება ტოლალბათიანი, ე.ი. ყოველ მათგანს ერთნაირი სიხშირით ვხვდებით.

მტკიცდება, რომ b-ს მცირე მნიშვნელობებისათვის ექსპონენციალური წევრების ჯამი დაიყვანება დენის კლების ექსპერიმენტულად ნაპოვნ სახეზე: $J=At^{-n}$. შესაძლებელია ამ დამოკიდებულების უფრო რთული სახის მიღებაც.

რიგ შემთხვევებში დენის კლების ექსპონენციალური ფუნქცია, მიღებული რიგი გამარტივებების გზით, საკმარისად ახლოსაა ექსპერიმენტულ მონაცემებთან, ამიტომ, ქვემოთ დიელექტრიკების დანაკარგის თეორიის განხილვისას, დავეყრდნობით მას. ეს ხელს შეგვიწყობს ვისარგებლოთ თვალსაჩინო ფიზიკური წარმოდგენებით და გაგვიადვილებს მოვლენების ძირითადი ფიზიკური არსის გარკვევას.

თავი II

დიელექტრიკების დანაკარგის ზოგადი თეორია

§ 3. შ ე ს ა ვ ა ლ ი

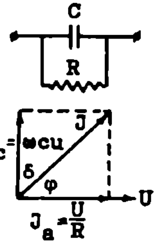
დიელექტრიკული დანაკარგის თეორიის ძირითადი ამოცანა მდგომარეობს იმაში, რომ განისაზღვროს ცვლად ელექტრულ ველში ელექტრული ენერგიის დანაკარგის რაოდენობა, ე.ი. გამოყოფილი სითბოს რაოდენობა, როდესაც ცნობილია დიელექტრიკის რომელიმე თვისება მუდმივი ძაბვის პირობებში, ასეთი თვისება შეიძლება იყოს დენის ძალის შემცირება დროში, რომელიც ემორჩილება გარკვეულ კანონს.

ქვემოთ დავრწმუნდებით, რომ დიელექტრიკში პოლარიზაციის დამყარების პროცესი დაკავშირებულია ცვლადი ძაბვის დროს სითბოს გამოყოფის პროცესთან, ე.ი. ე.წ. დიელექტრიკული დანაკარგის პროცესთან. საზოგადოდ დანაკარგი არ არის დაკავშირებული მხოლოდ პოლარიზაციასთან; მას ვხვდებით ყოველთვის, როდესაც დიელექტრიკზე მოდებული მუდმივი ძაბვის პირობებში ადგილი აქვს დენის კლებას. თუ დენის კლება დროში დაკავშირებულია პოლარიზაციის დამყარების პროცესთან, მაშინ ის წარმოებს გარკვეული მიახლოებით, ექსპონენციალური კანონის მიხედვით. მაგრამ რიგი დიელექტრიკებისათვის დენის კლება დროში ემორჩილება სხვა კანონებს. გავეცნოთ დიელექტრიკული დანაკარგის ზოგად თეორიას, რომელიც გვიჩვენებს, რომ თუ დიელექტრიკში მუდმივი ძაბვის დროს დენი დროში კლებულობს, მაშინ ცვლადი ძაბვის დროს უნდა მივიღოთ დიელექტრიკული დანაკარგი. მისი გამოთვლა ემყარება მუდმივი ძაბვის დროს დენის დროში კლების ექსპერიმენტულ /ცდით დადგენილ/ ფუნქციას, და დიელექტრიკში დენების სუპერპოზიციის პრინციპს.

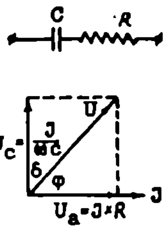
ვიდრე გადავიდოდეთ დანაკარგის გამოსათვლელ ფორმულათა გამოყვანაზე, განვსაზღვროთ დიელექტრიკული დანაკარგის დამახასიათებელი სიდიდეები. ამისათვის გავეცნოთ ე.წ. ეკვივალენტურ სქემებს.

§ 4. ეკვივალენტური სქემები

განვიხილოთ დიელექტრიკით შევსებული კონდენსატორი და შევადგინოთ მისი ეკვივალენტური სქემები: კონდენსატორი შუნტირებული წინააღმდეგობით /ნახ.5/ და კონდენსატორი მიმდევრობით ჩართული წინააღმდეგობით /ნახ.6/.



ნახ. 5



ნახ. 6

ეკვივალენტური სქემები შემოტანილია მხოლოდ ერთი მიზნით-შეირჩეს ისეთი სიდიდეები, რომელთა გამოყენება ხელსაყრელია ცვლად ველში მყოფი დიელექტრიკის დასახასიათებლად. ამრიგად, ეკვივალენტური სქემების განხილვა მიზნად არ ისახავს დიელექტრიკი გაიგივდეს ტევადობებისა და წინააღმდეგობებისაგან შედგენილ სისტემასთან და ამ გზით აიხსნას მათი დანაკარგი.

განვიხილოთ მე-5 ნახაზზე წარმოდგენილი სქემა. ამავე ნახაზზე ნაჩვენებია ამ შემთხვევის სათანადო დენების ვექტორული დიაგრამა. ცხადია, წინააღმდეგობაში გამავალი J_a დენი და ძაბვა ერთ ფაზაში იმყოფება, ხოლო ტევადობაში გამავალი J_c დენი ძაბვას წინ უსწრებს 90^0-ით. ნაკრები /ჯამური/ J დენი წარმოადგენს აღნიშნული ორი დენის ვექტორულ ჯამს და შესაძლებელია იგი წარმოვადგინოთ კომპლექსური სახით:

$$J = \frac{U}{R} + i\omega c U = \left(\frac{1}{R} + i\omega c\right) U. \qquad /42/$$

/42/ ფორმულაში ფრჩხილებში მოთავსებული გამოსახულება სრული ელექ-ტროგამტარობაა ω სიხშირის მქონე ცვლადი დენის დროს. აღვნიშ-ნოთ ეს სიდიდე G -თი, გვექნება

$$G=\frac{1}{R}+i\omega C=g+ib, \qquad /43/$$

სადაც g აქტიური გამტარობაა, ხოლო b -ტევადობითი.

შეგვეძლო აგვერჩია სხვა გზა-შეგვეცვალა ჩვენი სისტემა C' ეკვივალენტური ტევადობით, მაშინ

$$J=i\omega C'U. \qquad /44/$$

ამ შემთხვევაში C' უნდა ჩაგვეთვალა კომპლექსურ სიდიდე:

$$C'=C-iC''. \qquad /45/$$

/45/ გამოსახულების /44/-ში ჩასმა გვაძლევს:

$$J=i\omega(C-iC'')U=\omega C''U+i\omega CU. \qquad /46/$$

შევუდაროთ ერთმანეთს /46/ და /43/ გამოსახულებანი. არსი და ვი-თარსი მხარეების გატოლების შემდეგ სისტემის აქტიური გამტარობი-სათვის გვექნება:

$$g=\omega C''=\frac{1}{R}, \qquad /47/$$

ხოლო ტევადობითი გამტარობისათვის კვლავ ვღებულობთ /იხ.ფორმულა /43/:

$$b=\omega C.$$

ვექტორულ დიაგრამაზე ტევადობით დენსა და სრულ დენს შორის არსე-ბული δ კუთხის / φ -ის დამატებითი კუთხის/ ტანგენსი განისაზ-ღვრება ფარდობით

$$\operatorname{tg}\delta=\frac{g}{b}=\frac{1}{\omega CR}. \qquad /48/$$

ვატური დანაკარგისათვის გვაქვს

$$W=\frac{U^2}{R}. \qquad /49/$$

ვინაიდან /48/-დან განსაზღვრული

$$\frac{1}{R}=\omega C\operatorname{tg}\delta, \qquad /50/$$

ამიტომ

$$W=\omega C\,tg\delta\,U^2. \qquad /51/$$

გადავიდეთ მეორე შემთხვევის განხილვაზე /იხ.ნახ.6/. სათანადო დიაგრამები მოცემულია იმავე ნახაზზე. სისტემაზე მოდებული ძაბვა შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი ვექტორული ჯამის სახით:

$$U=U_a+iU_c\,,$$

სადაც $U_a=JR$ ძაბვის აქტიური მდგენელია, ხოლო $U_c=\frac{J}{\omega C}$ -ძაბვის ტევადობითი მდგენელი. ამგვარად,

$$U=JR-i\frac{J}{\omega C}=\left(R-\frac{i}{\omega C}\right)J\,, \qquad /52/$$

სადაც ფრჩხილებში მდგარი გამოსახულება კომპლექსური წინააღმდეგობაა /ვინაიდან გამტარობის გამოსახულების კოთარს ნაწილში ვწერთ i-ს, ცხადია, წინააღმდეგობის გამოსახულების კოთარს ნაწილში უნდა დავწეროთ $\frac{1}{i}=-i$ /.

/52/ ფორმულაში ფრჩხილებში მოთავსებული გამოსახულება სისტემის სრული წინააღმდეგობაა:

$$Z=R-\frac{i}{\omega C}\,. \qquad /53/$$

ამოვხსნათ /52/ განტოლება J-ს მიმართ და მივცეთ მას შემდეგი სახე

$$J=\frac{R+\frac{i}{\omega C}}{R^2+\frac{1}{\omega^2C^2}}U=\left(\frac{R\omega^2C^2}{1+\omega^2C^2R^2}+\frac{i\omega C}{1+\omega^2C^2R^2}\right)U=\gamma' U \qquad /54/$$

ამგვარად, წინააღმდეგობასთან მიმდევრობით შეერთებულ ტევადობის შემთხვევაში ვღებულობთ γ' კომპლექსურ ელექტროგამტარობას სათანადო g' და b' არსი და კოთარსი ნაწილებით.

δ კუთხის ტანგენსისათვის მიიღება

$$tg\delta=\frac{g'}{b'}=\omega CR\,, \qquad /55/$$

ხოლო ვატური დანაკარგის სიდიდისათვის -

$$W=g'U^2=\omega C\frac{\omega CR}{1+\omega^2C^2R^2}U^2=\frac{\omega C\,tg\delta}{1+tg^2\delta}U^2. \qquad /56/$$

ვალური დანაკარგი, განსაზღვრული /51/ და /56/ ფორმულებით, როგორც ვხედავთ, დამოკიდებულია δ კუთხის ტანგენსზე; კერძოდ, როდესაც $\delta=0$, $tg\delta=0$ და დანაკარგს ადგილი არ აქვს. ამიტომ δ კუთხეს ვექტორულ დიაგრამაზე შეიძლება ეწოდოს დიელექტრიკული დანაკარგის კუთხე. ამრიგად, დიელექტრიკის დანაკარგის დასახასიათებლად შეიძლება შემოვიტანოთ მისი განმსაზღვრელი სიდიდე, რომელიც შედის ჩვენ მიერ მიღებულ იმ ძირითად ფორმულებში, რომლებიც განსაზღვრავენ დიელექტრიკში გამოყოფილ სითბური ენერგიის რაოდენობას, ანუ ელექტრული ენერგიის დანაკარგს ცვლადი ძაბვის პირობებში.

$tg\delta$-ს შემოტანა გამართლებულია იმით, რომ შესაძლებელია მისი უშუალო გაზომვა მარტივი გზით.

§ 5. დიელექტრიკული დანაკარგი, განპირობებული აბსორბციული დენებით

განვსაზღვროთ აბსორბციული დენით წარმოშობილი დანაკარგი დიელექტრიკში. ცხადია, რომელიღაც τ მომენტში დიელექტრიკზე მოდებული ძაბვის შეცვლა ΔU სიდიდით, შეცვლის J დენის ძალას, რომელიც შეიძლება ჩაითვალოს ΔU-ს პროპორციულად, ე.ი.

$$\Delta J = K\Delta U, \qquad /57/$$

სადაც K მოცემული დიელექტრიკისათვის, მუდმივი ტემპერატურის პირობებში წარმოადგენს მუდმივ სიდიდეს. მივიღოთ, რომ დენის შემცირება დროში წარმოებს გარკვეული კანონის მიხედვით:

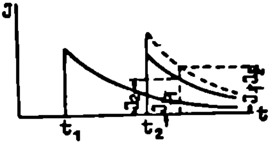
$$J = J_0\varphi(t). \qquad /58/$$

დროის ნებისმიერი $t>\tau$ მნიშვნელობისათვის

$$\Delta J = K\Delta U\varphi(t-\tau). \qquad /59/$$

/59/ ფორმულა გამოხატავს ძაბვის ერთხელ შეცვლის შედეგად მიღებულ

დენის ცვლილებას t დროის ნებისმიერ მომენტში[1]. ჩვენთვის კი საინტერესოა ძაბვის /ან დაძაბულობის/ უწყვეტი ცვლილება. ამისათვის კი უნდა გამოვიყენოთ სუპერპოზიციის პრინციპი[2]. ამ პრინციპის თანახმად, დიელექტრიკში გამავალ დენებს აქვს ადიტიურობის თვისება. დიელექტრიკს t_1 მომენტში მივდოთ ძაბვა /ნახ.7/. ეს წარმოშობს დროში კლებად დენს. t_2 მომენტში შევცვალოთ დიელექტრიკზე მოდებული ძაბვა. რომ არ ყოფილიყო t_1 მომენტში აღძრული J_1 დენი, მაშინ t_2 მომენტში ძაბვის შეცვლა აღძრავდა J_2 დროში კლებად დენს. სუპერპოზიციის პრინციპის თანახმად, დიელექტრიკში გამავალი დენი წარმოადგენს J_1 და J_2 დენების ჯამს. ეს გამოსახულია მე-7 ნახაზზე.



ნახ. 7

- - - - - - - - - - - - - - -

1 დიელექტრიკის პოლარიზაციის დამყარებას ჭირდება გარკვეული დრო. ამ დროის განმავლობაში დიელექტრიკში არსებული ველი მცირდება და ეს განაპირობებს დიელექტრიკში გამავალ დენის ვარდნას /დროში შემცირებას/. ამგვარად, ამ თვალსაზრისით, დენის შემცირება არ არის დაკავშირებული წინაღობის გაზრდასთან; წინაღობა მუდმივა და მისი სიდიდე განისაზღვრება იმ მნიშვნელობით, რომელიც ჰქონდა ა რ ა პ ო ლ ა რ ი ზ ე ბ უ ლ დიელექტრიკს. აღვნიშნოთ ეს წინაღობა R_0-ით, ხოლო სათანადო ელექტროგამტარობა G_0-ით.

/57/ და /59/ ფორმულების თანახმად, მათში შემავალი K გაიგივებული უნდა იყოს აღნიშნულ G_0-თან/ რადგან K ახასიათებს დიელექტრიკში ს ა წ ყ ი ს დ ე ნ ს /..სითბურ-იონური პოლარიზაციის დროს G_0 გაიგივებული უნდა იყოს g-თან /იხ.ფორმულა 37'/.

2 სუპერპოზიციის პრინციპი სრულდება, თუ დაკმაყოფილებულია ორი პირობა: ა. დროის ყოველი მომენტისათვის სამართლიანია ომის კანონი.

სუპერპოზიციის პრინციპზე დამყარებით, დიელექტრიკში გამავალი დენის ძალის მნიშვნელობა შეგვიძლია მივიღოთ ძაბვის ცვლილების დროს მიღებულ დენების შესაბამის $\varphi(t-\tau)$ კლების ფუნქციაზე გამრავლებით და აჯამვით, ე.ი.

$$J=\sum K\Delta_i U\varphi(t-\tau_i), \qquad /60/$$

სადაც τ_i არის $\Delta_i U$ ძაბვის ცვლილების სათანადო მომენტი. ძაბვის უწყვეტი ცვლილების დროს /60/ ჯამი გადადის ინტეგრალში

$$J=\int_{-\infty}^{t} K\frac{dU}{d\tau}\varphi(t-\tau)d\tau. \qquad /61/$$

როდესაც ძაბვა იცვლება როგორც τ-ს მოცემული ფუნქცია, /61/ ინტეგრალი საშუალებას გვაძლევს მივიღოთ t მომენტისათვის დენის რაოდენობრივი მნიშვნელობა. დავუშვათ, რომ

$$U=U_0\sin\omega\tau, \qquad /62/$$

მაშინ

$$J=\int_{-\infty}^{t} K\omega U_0\cos\omega\tau\,\varphi(t-\tau)d\tau. \qquad /63/$$

შემოვიტანოთ ახალი ცვლადი $u=t-\tau$, რომელიც განსაზღვრავს ძაბვის შეცვლიდან გავლილ დროს. u-ს შემოტანა /63/ ინტეგრალს მისცემს სახეს:

$$J=\int_{0}^{\infty} K\omega U_0\cos\omega(t-u)\varphi(u)du \qquad /64/$$

სადაც $K=g$ (იხ. ფორმულა /37'/).

ელემენტარული ტრიგონომეტრიის გამოყენებით /64/ გამოსახულება წარმოვადგინოთ შემდეგნაირად:

$$\begin{aligned} J &= K\omega U_0\cos\omega t\int_0^\infty \cos\omega u\,\varphi(u)du + \\ &+ K\omega U_0\sin\omega t\int_0^\infty \sin\omega u\,\varphi(u)du = \\ &= J_c'\cos\omega t + J_a'\sin\omega t, \end{aligned} \qquad /65/$$

სადაც

- - - - - - - - - - - - - - - - - -

ბ. დენის გავლა დიელექტრიკში არ იწვევს მის მნიშვნელოვან ცვლილებებს.

$$\left.\begin{aligned} J_c' &= K\omega U_0\int_0^{\infty}\cos\omega u\,\varphi(u)\,du \\ J_a' &= K\omega U_0\int_0^{\infty}\sin\omega u\,\varphi(u)\,du. \end{aligned}\right\} \qquad /66/$$

J_c' და J_a' ცვლადი ძაბვის დროს დიელექტრიკში გამავალი აბსორბციული დენის მდგენელთა ამპლიტუდებია- ტევადობითი და აქტიური დენების ამპლიტუდები.

აბსორბციული დენის განმსაზღვრელი /64/ ფორმულა შეიძლება ნარმოვადგინოთ შემდეგი სახით:

$$J = J_p = J_{op}\sin(\omega t+\gamma), \qquad /67/$$

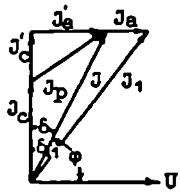
სადაც

$$J_{op} = \sqrt{J_a'^2 + J_c'^2}, \qquad /68/$$

ხოლო

$$tg\gamma = \frac{J_c'}{J_a'} \qquad /69/$$

ამგვარად, მოცულობრივი მუხტების დაგროვების შედეგად აღძრული დენი ცვლადი ძაბვის პირობებში სინუსოიდურია და ძაბვის მიმართ ნაწეულია γ კუთხით.



ნახ. 8

დიელექტრიკში ცვლადი ძაბვის დროს მიღებული დენების ვექტორული დიაგრამა მოცემულია მე-8 ნახაზზე. J_1 დენი შედგება ნიმუშის გეომეტრიული ტევადობით განპირობებული J_c დენის+, J_p აბსორბციული დენისა და გამტარი დენის ჯამისაგან. აბსორბციული დენი

- - - - - - - - - - - - - - -

+/ გეომეტრიულ ტევადობაში ვგულისხმობთ ნიმუშის იმ ტევადობას, რომელიც მიიღება ყოველგვარი აბსორბციული დენების გარეშე.

თავის მხრივ წარმოადგენს J'_a და J'_c დენების ჯამს. J_a გამტარი დენი ერთ ფაზაშია ძაბვასთან. ამრიგად,

$$J_1 = J_c + J_p + J_a$$

და, რადგანაც

$$J_p = J'_c + J'_a ,$$

ვღებულობთ

$$J_1 = J_c + J'_c + J'_a + J_a \qquad /70/$$

J_p აბსორბციული დენი ტევადობის დენის მიმართ მობრუნებულია $90^0-\gamma$ კუთხით. J_1 სრული დენი ძაბვასთან ქმნის $90^0-\delta_1$ კუთხეს. ხშირ შემთხვევაში გამტარი დენი J_a იმდენად მცირეა, რომ შეიძლება მისი უგულებელყოფა.

ამ შემთხვევაში სრული J_1 დენი შეიცვლება J დენით, რომელიც ძაბვის მიმართ მობრუნებულია δ კუთხით /იხ.ნახაზი 8/.

J'_a და J'_c, მათი განმსაზღვრელი ფორმულების თანახმად, დამოკიდებული არიან სიხშირეზე და, ამიტომ, სიხშირეზე იქნება დამოკიდებული აბსორბციული დენიც, რომელიც სიხშირის ცვლისას შეიცვლება როგორც სიდიდით, ისე მიმართულებით /ადგილი ექნება /$90^0-\gamma$/ კუთხის ცვლას/. საზოგადოდ,სიხშირეზეა დამოკიდებული J_a გამტარი /ნარჩენი/ დენიც, მაგრამ ეს დამოკიდებულება მისი სისუსტის გამო ხშირად მხედველობაში არ მიიღება და ითვლება, რომ $J_a = const$.

დავუბრუნდეთ მე-8 ნახაზზე მოყვანილ დიაგრამას და გამოვითვალოთ დიელექტრიკული დანაკარგის რაოდენობრივი მნიშვნელობა.

დიელექტრიკში ყოველ სეკუნდში გამოყოფილი ენერგია ტოლია:

$$W = \frac{J'_a + J_a}{2} U , \qquad /71/$$

სადაც J_a, J'_a და U დენების და ძაბვის ამპლიტუდური მნიშვნელობებია.

როცა J_a მცირეა და შეიძლება მისი უგულებელყოფა, ვღებულობთ:

$$W=\frac{J'_a}{2}U=\frac{J_c+J'_c}{2}tg\delta\cdot U\ . \qquad /72/$$

დავუშვათ, რომ

$$J'_c=\omega\Delta c\cdot U\ , \qquad /73/$$

ხოლო

$$J_c=\omega c_0 U\ , \qquad /74/$$

სადაც C_0 ნიმუშის გეომეტრიული ტევადობაა.

/73/ და /74/ გამოსახულებათა ჩასმა /72/-ში გვაძლევს:

$$W=\frac{\omega(C_0+\Delta C)U^2 tg\delta}{2}\ ,$$

ანუ

$$W=\omega C U^2_{ეფ.} tg\delta\ , \qquad /75/$$

სადაც C არის ნიმუშის ტევადობა მოცემულ ω სიხშირეზე.

დანაკარგის სიდიდეს ხშირად იძლევიან დიელექტრიკის მოცულობის ერთეულისათვის და მას უწოდებენ კუბურ ან ხვედრით დიელექტრიკულ დანაკარგს. განვსაზღვროთ ეს სიდიდე. ამისათვის დავუშვათ, რომ დიელექტრიკი კუბური ფორმისაა და კუბის გვერდის სიგრძე ტოლია 1 სანტიმეტრისა. მისი ტევადობა ტოლია

$$C=\frac{\varepsilon}{4\pi\cdot 9\cdot 10^{11}} \text{ ფარადის;} \qquad /76/$$

ვინაიდან 1 სმ-ზე მოსული ძაბვა განსაზღვრავს ველის E დაძაბულობას, ამიტომ /75/ ფორმულა მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$W=\frac{\varepsilon\xi\nu tg\delta}{K_0}E^2_{ეფ.}\ , \qquad /77/$$

სადაც $\nu=\frac{\omega}{2\pi}$, ხოლო $K_0 = 1,8.10^{12}$.

$E^2_{ეფ.}$-ის წინ მდგომი კოეფიციენტი გავუტოლოთ დიელექტრიკის კუბის აქტიურ გამტარობას მოცემულ ω სიხშირის დროს, ე.ი. ჩავთვალოთ, რომ

$$\gamma_a=\frac{\varepsilon\nu tg\delta}{1,8\cdot 10^{12}}\ . \qquad /78/$$

კუთრი ელექტროგამტარობის ტევადობითი მდგენელისათვის გვაქვს

$$\gamma_c = \frac{\varepsilon \nu}{1{,}8\cdot 10^{12}} \qquad /79/$$

და,მაშასადამე, სრული კუთრი ელექტროგამტარობისათვის ვღებულობთ:

$$\gamma = \gamma_a + i\gamma_c \ ,$$

ე.ი.

$$\gamma = \frac{\varepsilon \nu}{1{,}8\cdot 10^{12}}\left(i + tg\delta\right), \qquad /80/$$

სადაც $i=\sqrt{-1}$

/75/ ფორმულის თანახმად, დიელექტრიკული დანაკარგი, ისევე როგორც დანაკარგი მუდმივი ძაბვის პირობებში, პროპორციულია ძაბვის კვადრატისა. ამავე დროს ვხედავთ, რომ აბსორბციული მოვლენების დროს დიელექტრიკის ტევადობა დამოკიდებულია სიხშირეზე /ამას გვიჩვენებს დენებისა და ძაბვების ვექტორული დიაგრამაც/. დამატებითი /გეომეტრიულ ტევადობაზე/ ΔC ტევადობისათვის კი გვაქვს

$$\Delta C = \frac{J_c'}{\omega U}$$

/იხ.ფორმულა /73//.

გამოთვლების გასაგრძელებლად და $tg\delta$ -ს რაოდენობრივი მნიშვნელობის მისაღებად დენის კლების $\varphi(t-\tau)=\varphi(u)$ ფუნქციას მივცეთ გარკვეული კონკრეტული სახე, დადგენილი ამა თუ იმ გაზომვებით. მაგალითად, დავუშვათ, რომ

$$\varphi(u) = e^{-\alpha U} = e^{-\frac{U}{\theta}}, \qquad /81/$$

სადაც Θ არის დროის მუდმივა.

შევიტანოთ $\varphi(u)$ ფუნქცია /66/ ფორმულებში, მივიღებთ

$$\left.\begin{aligned} J_c' &= \frac{\omega\theta K}{1+\omega^2\theta^2}U\,; \\ J_a' &= \frac{\omega^2\theta^2 K}{1+\omega^2\theta^2}U\,; \end{aligned}\right\} , \qquad /82/$$

სადაც $K=g$.

/72/ ფორმულის მიხედვით, დიელექტრიკული დანაკარგისათვის მივიღებთ:

$$W = \frac{\omega^2\theta^2 K}{1+\omega^2\theta^2}\cdot\frac{U^2}{2} \qquad /83/$$

$\frac{U^2}{2}$-ის წინ მდგომი კოეფიციენტი წარმოადგენს დიელექტრიკის G_a აქტიურ გამტარობას მოცემული სიხშირის დროს, ე.ი.

$$G_a = \frac{\omega^2\theta^2 K}{1+\omega^2\theta^2}\,. \qquad /84/$$

როდესაც დიელექტრიკში გამავალი გამჭოლი /ნარჩენი/ დენი არ არის მცირე, ე.ი. როდესაც $G_{ნარჩ.}$ G_a-ს რიგისაა, /84/ უნდა შეიცვალოს ფორმულით:

$$G_a = \frac{\omega^2\theta^2 K}{1+\omega^2\theta^2} + G_{ნარჩ.} \qquad /85/$$

დანაკარგის კუთხის ტანგენსი ზოგად შემთხვევაში /იხ.ნახ.8/ ტოლია

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{J_a' + J_a}{J_c + J_c'} = \frac{\omega^2\theta^2(K+G_{ნარჩ.})+G_{ნარჩ.}}{\omega\theta K + \omega C_0(1+\omega^2\theta^2)}, \qquad /86/$$

სადაც $J_a = G_{ნარჩ.}U$.

როდესაც შეიძლება $G_{ნარჩ.}$-ის უგულებელყოფა, გვექნება:

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{\omega K\theta^2}{K\theta + C_0(1+\omega^2\theta^2)} \qquad /87/$$

ნიმუშის ტევადობისათვის ვღებულობთ

$$C = C_0 + \Delta C = C_0 + \frac{K\theta}{1+\omega^2\theta^2}\,. \qquad /88/$$

ცხადია, რომ დიელექტრიკული განვლადობა, ისევე როგორც ტევადობა, დამოკიდებული უნდა იყოს სიხშირეზე. ამ დამოკიდებულების საჩვენებლად /88/ ფორმულა გამოვსახოთ კუთრი სიდიდეებით. C /თანახმად ბრტყელი კონდენსატორის ფორმულისა/ შევცვალოთ $\frac{\varepsilon}{4\pi\cdot 9\cdot 10^{11}}$ გამოსახულებით, ხოლო C_0 - $\frac{\varepsilon_0}{4\pi\cdot 9\cdot 10^{11}}$ გამოსახულებით. K-ს შესაბამისი კუთრი სიდიდე იყოს K', მაშინ

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{4\pi\cdot 9\cdot 10^{11} K'\theta}{1+\omega^2\theta^2}\,. \qquad /89/$$

თუ დავუშვებთ, რომ დენის კლება ემორჩილება კანონს

$$J = \frac{J_0}{t^n}\,,$$

მაშინ

$$W=K\omega^{n}\frac{\pi U^{2}}{2\Gamma(n)\cos\frac{(1-n)\pi}{2}}\,; \qquad /90/$$

აქტიური გამტარობა

$$G_a=\frac{K\omega^{n}\pi}{2\Gamma(n)\cos\frac{(1-n)\pi}{2}}\,, \qquad /91/$$

ხოლო ტევადობის ნამატი

$$\Delta C=K\omega^{n-1}\Gamma(1-n)\cos\frac{(1-n)\pi}{2}\,, \qquad /92/$$

სადაც Γ ე.წ. "გამა" ფუნქციის აღმნიშვნელია.

დანაკარგის ანალიზური გამოსახვა, როგორც ჩანს, შესაძლებელია აქტიური გამტარობით და, აგრეთვე, $tg\delta$ -თი. პირველი, როგორც ვხედავთ, უფრო მარტივია მეორეზე. მიუხედავად ამისა, როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული, ელექტროტექნიკაში მიღებულია დანაკარგის გამოსახვა დიელექტრიკული დანაკარგის კუთხის - tg -ის საშუალებით. ეს განპირობებულია C და $tg\delta$ -ს გაზომვის უშუალო, მარტივი შესაძლებლობებით /ტევადმზომით, სხვადასხვა ხიდებით/.

იმის გამო, რომ K /იგივე g / და θ სიდიდეები არ არიან დამოკიდებული სიხშირეზე, საშუალება გვეძლევა გავარკვიოთ C და $tg\delta$ -ს სიხშირეზე დამოკიდებულება.

დამატებითი ტევადობა გამოისახება ფორმულით:

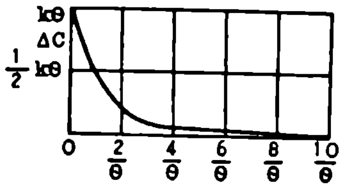
$$\Delta C=\frac{K\theta}{1+\omega^{2}\theta^{2}}=\frac{g\theta}{1+\omega^{2}\theta^{2}}\,, \qquad /93/$$

საიდანაც ჩანს, რომ ΔC -ს მაქსიმალური მნიშვნელობა მიიღება $\omega=0$ სიხშირეზე, ე.ი. მუდმივი ძაბვის დროს:

$$\Delta C_{max}=K\theta=g\theta\,. \qquad /94/$$

მაღალ სიხშირეზე, ე.ი. როდესაც $\omega\to\infty$ დამატებითი ტევადობა $\Delta C\to 0$.

ΔC -ს ω სიხშირეზე დამოკიდებულება მოცემულია მე-9 ნახაზზე. აქ სიხშირე გამოსახულია შებრუნებული დროის მუდმივას ერთეულში.



ნახ. 9

მაგალითად, თუ $\theta = 10^{-2}$, მაშინ მონაკვეთი $\frac{1}{\theta}$ უნდა ჩაითვალოს 10^2-ის ტოლ სიხშირედ. /93/-ის თანახმად, თუ $\theta = \frac{1}{\omega}$, მაშინ $\Delta C = \frac{k\theta}{2}$, ე.ი. დამატებითი ტევადობა განახევრდება იმასთან შედარებით, რაც გვქონდა მუდმივი ძაბვის პირობებში. ასეთივე სახე ექნება ε -ის სიხშირეზე დამოკიდებულების მრუდსაც.

განვიხილოთ დიელექტრიკული დანაკარგის სიხშირეზე დამოკიდებულება. როდესაც $\omega = 0$, ე.ი. მუდმივი ძაბვის დროს $W = 0$; ან, თუ მხედველობაში მივიღებთ გამტარი დენის დანაკარგს, $W = G_{\text{ნარჩ.}} \frac{U^2}{2}$ სიხშირის ზრდას თან სდევს W-ს ზრდა და საკმარისად მაღალ სიხშირეებზე გვაძლევს:

$$W = \frac{kU^2}{2} = \frac{gU^2}{2} \qquad /95/$$

აქაც, თუ მხედველობაში მივიღებთ გამტარი დენის დანაკარგს, გვექნება

$$W = \left(k + G_{\text{ნარჩ.}}\right)\frac{U^2}{2} = \left(g + G_{\text{ნარჩ.}}\right)\frac{U^2}{2}. \qquad /96/$$

$tg\delta$-ს სიხშირეზე დამოკიდებულება მოცემულია /86/ და /87/ ფორმულებში. ჯერ განვიხილოთ შედარებით მარტივი /87/ გამოსახულება. თუ დავუშვებთ, რომ $\omega = 0$, მივიღებთ $tg\delta = 0$. იმავე მნიშვნელობას ვღებულობთ $tg\delta$ -თვის უსასრულოდ დიდი სიხშირის დროსაც, ე.ი. თუ $\omega = \infty$, $tg\delta = 0$. ეს იმის აღმნიშვნელია, რომ $tg\delta$ -ს, როგორც სიხშირის ფუნქციას, უნდა ჰქონდეს მაქსიმუმი.

$tg\delta$ -ს მაქსიმუმის საპოვნელად გავაწარმოოთ /87/ ფორმულა

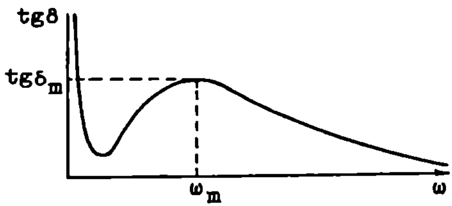
ω-თი და გავუტოლოთ ნულს. აქედან განსაზღვრული ω იქნება ის ω_m სიხშირე, რომელზეც $tg\,\delta$ -ს აქვს მაქსიმალური მნიშვნელობა:

$$\omega_m = \sqrt{\frac{1}{\theta^2} + \frac{K}{C_o \theta}}\ ; \qquad /97/$$

ამ მნიშვნელობის ჩასმა /87/ ფორმულაში გვაძლევს:

$$(tg\delta)_{max} = \frac{K\theta}{2C_o\sqrt{1+\frac{K}{C_o}\theta}}\ . \qquad /98/$$

გასაგებია, რომ $\omega=0$ სიხშირე განხილულ შემთხვევაში არ იძლევა დანაკარგს /$tg\delta=0$/ იმის გამო, რომ გამოვრიცხეთ ნარჩენი /გამჭოლი/ დენის არსებობა, ე.ი. /86/ ფორმულის ნაცვლად ვისარგებლეთ გამარტივებული გამოსახულებით, რომელიც არ შეიცავს გამჭოლ გამტარობას; /86/ ზუსტი ფორმულა $\omega=0$ სიხშირისათვის გვაძლევს $tg\delta=\infty$, რაც აუცილებელია იმისათვის, რომ მუდმივი ძაბვის დროს მივიღოთ სასრული დანაკარგი /ჯოულ-ლენცის კანონით განსაზღვრული სითბური ენერგია იყოს სასრული სიდიდისა/. $\omega=\infty$ გვაძლევს $tg\delta=$ $=0$, მაგრამ ეს სრულიადაც არ ნიშნავს, რომ ამ დროს არა გვაქვს დანაკარგი. მართლაც, W -ს განმსაზღვრელ /75/ ფორმულის მრიცხველში ზის ω და დანაკარგისათვის $\omega=\infty$ სიხშირის დროს, რომ არ მივიღოთ უსასრულობა /რაც მოკლებულია ფიზიკურ აზრს/, $tg\delta$ ტოლი უნდა იყოს ნულისა.



ნახ. 10

/86/ ზუსტი ფორმულის ანალიზი გვარწმუნებს, რომ $tg\delta(\omega)$ მრუდს უნდა ჰქონდეს მე-10 ნახაზზე წარმოდგენილი სახე.

§6. დიელექტრიკული დანაკარგის დამოკიდებულება ტემპერატურაზე

დიელექტრიკული დანაკარგი, დიელექტრიკული განვლადობა და $tg\delta$ მნიშვნელოვნადაა დამოკიდებული ტემპერატურაზე. აღსანიშნავია, რომ დანაკარგის გამომსახველ ფორმულაში ტემპერატურა ცხადი სახით არ შედის. /77/ ფორმულის მიხედვით, დიელექტრიკის მოცულობის ერთეულში დიელექტრიკული დანაკარგი განისაზღვრება ფორმულით:

$$W = \frac{\varepsilon \nu}{K_0} tg\delta \cdot E^2_{\text{ეფ.}} ,$$

სადაც $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$, ხოლო $K_0 = 1,8 \cdot 10^{12}$.

ამ გამოსახულებიდან გამომდინარეობს, რომ დიელექტრიკული დანაკარგი ტემპერატურაზე იმდენადაა დამოკიდებული, რამდენადაც ტემპერატურა იწვევს $\varepsilon tg\delta$ ნამრავლის ცვლილებას. ამ ნამრავლს ეწოდება დიელექტრიკული დანაკარგის კოეფიციენტი.

განვიხილოთ მე- 8 ნახაზზე წარმოდგენილი ვექტორული დიაგრამა. ამისათვის წინასწარ გავეცნოთ არასტაციონარული პროცესების დაყოფას მათი მიმდინარეობის სიჩქარის მიხედვით. ასეთი დაყოფა დაკავშირებულია იმასთან, რომ სხვადასხვა სახის პოლარიზაციის დამყარების პროცესის დროის მუდმივები მკვეთრად განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან. განვიხილოთ დიელექტრიკების დანაკარგის განმსაზღვრელი ზოგადი ფორმულა, რომელიც მიიღება კუთრი დიელექტრიკული დანაკარგის ადიტიური შეკრებით /იგულისხმება, რომ გვაქვს სხვადასხვა, საკმარისად ნელა მიმდინარე პოლარიზაციის პროცესები/. იგი წარმოიდგინება შემდეგი სახით:

$$W = \left(\sum \frac{\omega^2 \Theta_i^2 K_i}{1+\omega^2 \Theta_i^2} + \gamma_{\text{ნარჩ.}} \right) E^2_{\text{ეფ.}} , \qquad /99/$$

სადაც K_i შეიძლება შეიცვალოს g_i-თ /იხ. ფორმულა /37'//. არ არის გამორიცხული, რომ სიხშირეთა გარკვეული ინტერვალისათვის ამ ჯამის

ცალკეული წევრები აღმოჩნდნენ ნულის ტოლი. მართლაც, თუ $\omega\theta_i=0$, მაშინ $W_i=0$ / γ ნარჩ. $E^2_{ეფ.}$ დიელექტრიკულ დანაკარგს არ მიეკუთვნება/. პოლარიზაციის დამყარების პროცესი, რომლისთვისაც სიხშირეთა მოცემულ ინტერვალში $\omega\theta_i=0$ /რაც იმას ნიშნავს, რომ θ_i გაცილებით ნაკლებია მოდებული ძაბვის პერიოდზე/, წარმოშობს მხოლოდ წმინდა ტევადობით დენს / J_c-ს/ და არავითარ გავლენას არ ახდენს დიელექტრიკულ დანაკარგზე . აღსანიშნავია, რომ $tg\delta$ დამოკიდებულია ასეთ პროცესებზე, რადგან იგი წარმოადგენს აქტიური და რეაქტიული /ან ტევადობითი/ დენების შეფარდებას.

აღნიშნულთან დაკავშირებით დიელექტრიკში ველის შექმნით აღძრული პროცესები, მოცემული სიხშირეთა ინტერვალისათვის, მათი ხანგრძლივობის მიხედვით იყოფა ორ კლასად. პირველს მიეკუთვნება ჩქარი, ხოლო მეორეს-ნელი პროცესები. სიხშირეთა ინტერვალისათვის $50 \div 10^{10}$ ჰერცი პირველ კლასში შედის: ჩქარი პროცესები, რომლებისთვისაც $\omega\theta \ll 1$. ასეთი პროცესებია: ნიმუშის გეომეტრიული ტევადობის დამუხტვა /ნიმუშისა ძალზე მცირე წინააღმდეგობის მქონე მიმყვანი მავთულებით/, ელექტრონული წანაცვლების პოლარიზაციის დამყარებისა და იონური წანაცვლების პოლარიზაციის დამყარების პროცესები; მეორეში- შედარებით ნელი პროცესები, რომლებისთვისაც $\omega\theta \approx 1$ ან $\omega\theta > 1$. ასეთია: სითბურ-იონური პოლარიზაციის დამყარების პროცესი, სითბურ-ორიენტაციული პოლარიზაციის დამყარების პროცესი, მოცულობითი /აბსორბციული/ მუხტების დაგროვების პროცესი.

პირველი კლასის პროცესებით, ძალზე მაღალ სიხშირეებზე, განპირობებულია წმინდა ტევადობითი დენები.

მეორე კლასის პროცესები წარმოშობს დენს, რომელიც შედგენილია აქტიური და რეაქტიული მდგენელებისაგან.

გამტარობის დენს, რამდენადაც იგი ხშირად მონაწილეობს

ველის გარდაქმნილებაში, ასევე უნდა გააჩნდეს აქტიური /ე.ი. ომური / და რეაქტიული /ე.ი. ტევადობითი/ მდგენელები.

სრული რეაქტიული დენი /ტევადობითი დენი/ რეალურ დიელექტრიკში შედგება I კლასის პროცესებით განპირობებული სუფთა ტევადობითი დენისა /J_c/ და რეაქტიული ანუ ტევადობითი დენისაგან / J_c' ან J_r' /, რომელიც განპირობებულია II კლასის პროცესებით.

სრული რეაქტიული დენი აღვნიშნოთ J_r-ით, მაშინ

$$J_r = J_c + J_c' . \qquad /100/$$

პროცესების კლასებად დაყოფის შემდეგ დიელექტრიკში მიღებული სრული აქტიური დენიც შეგვიძლია წარმოვადგინოთ როგორც ჯამი მეორე კლასის პროცესებით წარმოშობილი J_a' აქტიური დენისა და J_a /ან $J_{ნარჩ.}$/გამჭოლი ანუ ნარჩენი დენის ძალისა /იხ.ნახ.8/:

$$J_{სრ.} = J_a' + J_a . \qquad /101/$$

დენების ვექტორული დიაგრამა /ნახ.8/ გვაძლევს დიელექტრიკული დანაკარგის კუთხის დამოკიდებულებას ყველა იმ პროცესის ერთობლიობაზე, რომლებიც დიელექტრიკში მიმდინარეობს.

იგივე დიაგრამა სრული რეაქტიული დენისათვის, და, მაშასადამე, ამ დენის სიმკვრივისათვის გვაძლევს

$$\dot{j}_{rm} = \dot{j}_{cm} + \dot{j}_{cm}' , \qquad /102/$$

ე.ი. სრული რეაქტიული დენის /ან სრული ინდუცირებული დენის/ მაქსიმალური სიმკვრივე წარმოადგენს წმინდა ტევადობითი დენის მაქსიმალური სიმკვრივისა და რეაქტიული ანუ ტევადობითი დენის მაქსიმალური სიმკვრივის ჯამს. აქედან, პირველი, როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული, განპირობებულია პირველი კლასის პროცესებით /ჩქარი პროცესებით/, ხოლო მეორე- მეორე კლასის პროცესებით /ნელი პროცესებით/.

/102/ ფორმულით განსაზღვრული სრული ინდუცირებული დენის

სიმკვრივე დაძაბულობასა და დიელექტრიკულ განვლადობასთან დაკავში-რებულია შემდეგი ფორმულით:

$$j_{rm} = \frac{\omega \varepsilon E_m}{4\pi}, \qquad /103/$$

სადაც E_m არის დაძაბულობის ამპლიტუდა, ხოლო ε განპირობებულია რო-გორც სწრაფად, ისე ნელა დამყარებული პოლარიზაციებით. ეს გარემოე-ბა საშუალებას გვაძლევს /103/ წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით:

$$j_{rm} = \omega\left(\frac{\varepsilon_\infty}{4\pi} + \frac{\theta K}{1+\omega^2\theta^2}\right)E_m, \qquad /104/$$

სადაც ε_∞ არის განპირობებული მხოლოდ სწრაფად მიმდინარე პოლარიზა-ციების დამყარების პროცესებით, ხოლო $K=g$.

სრული დიელექტრიკული განვლადობა, განსაზღვრული /103/ გამოსახულებით, ტოლია

$$\varepsilon = \frac{4\pi j_{rm}}{\omega E_m} = \varepsilon_\infty + \frac{4\pi\theta K}{1+\omega^2\theta^2}. \qquad /105/$$

/105/ ფორმულა მუდმივი ძაბვისათვის, ე.ი. როდესაც $\omega=0$, გვაძ-ლევს

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty + 4\pi\theta k = \varepsilon_\infty + 4\pi\theta g, \qquad /106/$$

ხოლო ძალზე დიდ სიხშირეებზე $(\varepsilon \doteq \varepsilon_\infty)$ მაშინ,

როდესაც ლოკალური ველი

$$F = E + \frac{4}{3}\pi P,$$

/106/ ფორმულა გვაძლევს კლაუზიუს-მოსოტის განტოლებას. ამაში დასა-რწმუნებლად /106/ ფორმულაში შევიტანოთ $K\theta$-ს გამოსახულება $/K = g/$, გვექნება:

$$g\theta = K\theta = \frac{n_0 e^2\lambda^2}{12kT}\,\frac{(\varepsilon_\infty+2)(\varepsilon_0+2)}{9},$$

რომელიც მიიღება სითბურ-იონური პოლარიზაციის დროს.

ვინაიდან $\frac{e^2\lambda^2}{12kT}$ არის რელაქსაციური პოლარიზაციის დროს მიღებული ეფექტური პოლარიზაციის კოეფიციენტი α_T, ამიტომ,

$$\varepsilon_0 = \varepsilon_\infty + \frac{4\pi n_0 \alpha_T}{3}\,\frac{(\varepsilon_0+2)(\varepsilon_\infty+2)}{3}, \qquad /107/$$

რომელიც მარტივი გარდაქმნების შემდეგ დაიყვანება კლაუზიუს-მოსოტის განტოლების ჩვეულებრივ სახეზე: $\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon_0+2} = \frac{\varepsilon_\infty-1}{\varepsilon_\infty+2} + \frac{4\pi n_0\alpha_T}{3}$

$tg\delta$-ს განსაზღვრულს ვექტორული დიაგრამის გამოყენებით, აქვს შემდეგი სახე:

$$tg\delta = \frac{\gamma_{\text{ნარჩ.}}(1+\omega^2\theta^2)+K\omega^2\theta^2}{\frac{\varepsilon_\infty\omega}{4\pi}(1+\omega^2\theta^2)+K\omega\theta}, \qquad /108/$$

/105/ და /108/ ფორმულები ნათლად წარმოგვიდგენს ε-სა და $tg\delta$-ს მკვეთრ დამოკიდებულებას ტემპერატურაზე: ტემპერატურაზე დამოკიდებულია θ, K და $\gamma_{\text{ნარჩ.}}$ სადაც $\kappa = g$ განსაზღვრავს აბსორბციული დენის სახის გამტარობას.

/105/ და /108/ ფორმულების თანახმად, დიელექტრიკული დანაკარგის კოეფიციენტისათვის, გვაქვს

$$\varepsilon tg\delta = \left(\varepsilon_\infty + \frac{4\pi\theta\cdot K}{1+\omega^2\theta^2}\right)\frac{\gamma_{\text{ნარჩ.}}(1+\omega^2\theta^2)+K\omega^2\theta^2}{\frac{\varepsilon_\infty\omega}{4\pi}(1+\omega^2\theta^2)+K\omega\theta}, \qquad /109/$$

ე.ი. $\varepsilon tg\delta$ კოეფიციენტის ტემპერატურაზე დამოკიდებულებას აქვს რთული სახე, იმიტომ, რომ დროის მუდმივა θ ტემპერატურის ზრდისას მცირდება, K და $\gamma_{\text{ნარჩ.}}$ კი, პირიქით - იზრდება.

$g = \kappa$ და θ სიდიდეების კავშირის გარკვევისას, როდესაც ნაწილაკზე მოქმედი ველი საშუალო მიკროსკოპული ველის ტოლია და, მაშასადამე, მუდმივი ძაბვის პირობებში მიმდინარე პოლარიზაციის დამყარების პროცესის დროს უცვლელია, სითბურ-იონური პოლარიზაციისათვის მივიღეთ /იხ. ფორმულა /38'/ /:

$$g' = \frac{n_0 e^2 \lambda^2}{12\kappa T\theta}$$

სადაც θ დროის მუდმივა ტოლია τ რელაქსაციის დროისა, ე.ი. $\theta = \tau$.

თვისობრივი კანონზომიერების მისაღებად დავკმაყოფილდეთ g'-ის ამ მიახლოებითი ფორმულით:

$$g'\theta = \frac{n_0 e^2 \lambda^2}{12kT} = \frac{A}{T}, \qquad /110/$$

სადაც

$$A = \frac{n_0 e^2 \lambda^2}{12k},$$

ხოლო

$$\theta \doteq \tau = \frac{e^{U/kT}}{2\nu} = Me^{N/T}; \qquad /111/$$

აქ $M=\frac{1}{2\nu}$, ხოლო $N=\frac{U}{k}$ და ეს სიდიდეები ტემპერატურაზე არ არის დამოკიდებული.

გავარკვიოთ ε-სა და $tg\delta$-ს ტემპერატურაზე დამოკიდებულება. ამისათვის /108/ განტოლებას მივცეთ შემდეგი სახე:

$$tg\delta = \frac{\frac{4\pi\gamma_{\text{ნარჩ.}}}{\omega\varepsilon_\infty}\left(1+\omega^2\theta^2\right)+\omega\theta\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_\infty}}{1+\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_\infty}+\omega^2\theta^2}, \qquad /112/$$

სადაც $\Delta\varepsilon = \varepsilon_0 - \varepsilon_\infty = 4\pi K\theta = 4\pi g\theta$.

/110/ და /111/ გამოსახულებანი შევიტანოთ /112/ ფორმულაში, მივიღებთ:

$$tg\delta = \frac{\gamma_{\text{ნარჩ.}}\left(1+\omega^2 Me^{\frac{2N}{T}}\right)+\omega^2\frac{A}{T}Me^{\frac{N}{T}}}{\frac{\varepsilon_\infty\omega}{4\pi}\left(1+\omega^2Me^{2N/T}\right)+\frac{\omega A}{T}}. \qquad /113/$$

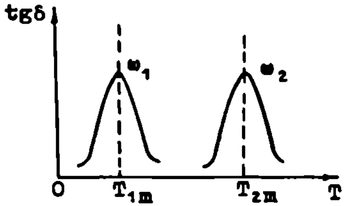
დავუშვათ, რომ $\gamma_{\text{ნარჩ.}}$ ძალზე მცირეა და შეიძლება მისი შემცველი წევრების უგულებელყოფა:

$$tg\delta = \frac{\omega\frac{A}{T}Me^{\frac{N}{T}}}{\frac{\varepsilon_\infty}{4\pi}+\frac{\varepsilon_\infty\omega^2}{4\pi}Me^{\frac{2N}{T}}+\frac{A}{T}} \qquad /114/$$

/114/ ფორმულის ანალიზი გვარწმუნებს, რომ $tg\delta$-ს T ტემპერატურაზე დამოკიდებულების მრუდს უნდა ჰქონდეს მაქსიმუმი; მცირე ტემპერატურაზე და მცირე $\gamma_{\text{ნარჩ.}}$ დროს ტემპერატურის ზრდა გვაძლევს $tg\delta$-ს ზრდას. მაღალ ტემპერატურებზე კი ვღებულობთ შებრუნებულ შედეგს- ტემპერატურის ზრდისას $tg\delta$ მცირდება.

ამგვარად, როდესაც გამჭოლი /ნარჩენი/ გამტარობა მცირეა, $tg\delta$-ს (რომელსაც ამ შემთხვევაში აქვს სუფთა რელაქსაციური ხასიათი) ტემპერატურაზე დამოკიდებულების მრუდს გააჩნია მაქსიმუმი.

$tg\delta$-ს მაქსიმუმი დამოკიდებულია ω სიხშირეზე; სიხშირის ზრდა იწვევს ამ მაქსიმუმის გადანაცვლებას მარჯვნივ. $tg\delta$-მ შეიძლება მაქსიმუმს მიაღწიოს მოცემული სიხშირის დროს დროის მუდმივას ცვლილებაც.



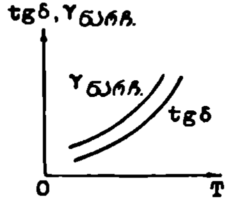
ნახ.11

რელაქსაციური დანაკარგის $tg\delta$-ს ტემპერატურაზე დამოკიდებულება მოცემულია მე-11 ნახაზზე. აქ T_{1m} ტემპერატურა ეთანადება $tg\delta$-ს მაქსიმუმს ω_1 სიხშირის დროს, ხოლო T_{2m} – $tg\delta$-ს მაქსიმუმს ω_2 სიხშირის დროს. ვინაიდან $\omega_2>\omega_1$, ამიტომ $\theta_{1m}>\theta_{2m}$ და, მაშასადამე, $T_{1m}<T_{2m}$, ე.ი. რელაქსაციური დანაკარგის $tg\delta$-ს ტემპერატურული მაქსიმუმი სიხშირის ზრდისას ტემპერატურის ღერძზე ინაცვლებს მარჯვნივ.

განვიხილოთ შემთხვევა, როდესაც გამჭოლი ელექტროგამტარობა აღარ არის მცირე და აუცილებელია მისი გათვალისწინება. ამ დროს $tg\delta$-ს ტემპერატურული დამოკიდებულება შედარებით უფრო რთულია და მისი სახის დასადგენად უნდა გავიხსენოთ, რომ გამჭოლი გამტარობა ტემპერატურის ზრდისას იზრდება ექსპონენციალური კანონის მიხედვით. ამიტომ მე-11 ნახაზზე მოყვანილ მრუდეებს დაედება ომური გამჭოლი /ნარჩენი/ გამტარობის ექსპონენციალური ზრდის მრუდეები.

როდესაც დიელექტრიკში მიმდინარე რელაქსაციური პროცესები სუსტადაა გამოხატული, ე.ი. როდესაც ტემპერატურის მთელ განსახილველ ინტერვალში τ რელაქსაციის დრო ნაკლებია მოდებული ძაბვის პერიოდზე, მაშინ $$tg\delta = \frac{4\pi\gamma_{\text{ნარჩ.}}}{\omega\varepsilon_\infty}.$$

ამ დროს $tg\delta$-ს ტემპერატურული დამოკიდებულება მსგავსია $\gamma_{\text{ნარჩ.}}$-ის ტემპერატურული დამოკიდებულებისა /რადგან ε_∞ არ არის ტემპერატურაზე დამოკიდებული/. თუ დავუშვებთ, რომ $\gamma_{\text{ნარჩ.}}$-ის ტემპერატურაზე დამოკიდებულება ექსპონენციალურია, მაგალითად, $\gamma_{\text{ნარჩ.}} \sim e^{-B/T}$, სადაც B ომური გამტარობის ტემპერატურული კოეფიციენტია, მაშინ ასეთივე დამოკიდებულებას ტემპერატურაზე მოგვცემს $tg\delta$-ც /იხ.ნახ.12/.

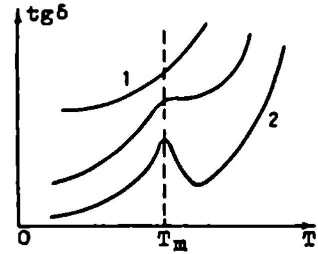


ნახ. 12

ზოგად შემთხვევაში, როდესაც აღარ შეიძლება რელაქსაციური დანაკარგისა და გამტარობის უგულებელყოფა, მაშინ

$$tg\delta = \frac{4\pi\gamma_{\text{ნარჩ.}}/\omega\,(1+\omega^2\theta^2) + \omega\theta\,\Delta\varepsilon/\varepsilon_\infty}{1+\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_\infty} + \omega^2\theta^2}$$

და $tg\delta$-ს ტემპერატურაზე დამოკიდებულების მრუდეებს აქვს მე-13 ნახაზზე წარმოდგენილი სახე. /1/ მრუდი ეთანადება დიდ გამტარობას, ხოლო /2/ -შედარებით მცირეს. აქ აშკარად არის გამოხატული ის ფაქტი, რომ გამტარობის ზრდა $tg\delta$-ს ტემპერატურულ მაქსიმუმს უკარგავს სიმკვეთრეს.



ნახ. 13

რადგან გამტარობის დანაკარგით განპირობებული $tg\delta$-ს აბსოლუტური მნიშვნელობა მაღალ სიხშირეებზე შედარებით ნაკლებია, ამიტომ ნაკლები იქნება გამტარობის გავლენა ტემპერატურულ სვლაზე.

ზემოთ იყო აღნიშნული, რომ დიელექტრიკული დანაკარგის რაოდენობრივი მნიშვნელობა განისაზღვრება $\varepsilon tg\delta$ ნამრავლით. ამიტომ მისი ტემპერატურული დამოკიდებულების დასადგენად უნდა ვიცოდეთ როგორც $tg\delta$-ს, ისე ε-ის ტემპერატურაზე დამოკიდებულება.

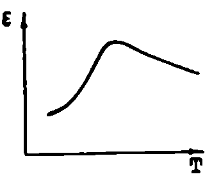
ε-ის ტემპერატურაზე დამოკიდებულების დადგენისათვის მივმართოთ ფორმულას:

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty + \frac{4\pi\theta g'}{1+\omega^2\theta^2}.$$

/110/ და /111/ ფორმულების გათვალისწინება გვაძლევს:

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty + \frac{4\pi A}{T\left(1+\omega^2 M^2 e^{2U/T}\right)}. \qquad /115/$$

ამ განტოლების ანალიზის შედეგად ვასკვნით, რომ $\varepsilon(T)$ მრუდს უნდა ჰქონდეს მაქსიმუმი /ის.ნახ.14/.



ნახ. 14

ცნობილია, რომ ერთგვაროვანი დიელექტრიკის დანაკარგის სიდიდე პირდაპირპროპორციულია ძაბვის კვადრატისა. როგორც გაირკვა, ასეთი დამოკიდებულება ძალაშია მანამ, ვიდრე $tg\delta$ და ε ძაბვისაგან დამოუკიდებელი არიან.

ისიც გაირკვა, რომ როდესაც ელექტრული ველის მიერ შესრულებული მუშაობა, დამუხტული ნაწილაკის λ თავისუფალი განარბენის მანძილზე, ნაკლებია სითბური მოძრაობის ენერგიაზე /$\Delta U \ll kT$/, რელაქსაციის დრო დამოუკიდებელია ძაბვისაგან. ასეთ პირობებში არც რელაქსაციის დროით განსაზღვრული ε და $tg\delta$ არიან დამოკიდებული ძაბვაზე. სულ სხვა სურათს ვღებულობთ, როდესაც აღარ სრულდება უტოლობა $\Delta U \ll kT$. ამ დროს პოლარიზაციის დამყარების პროცესი აღარ ემორჩილება ექსპონენციალურ კანონს და რთული სახის მატარებელია. აღსანიშნავია, რომ აღნიშნული უტოლობის დარღვევა მიიღწევა მხოლოდ ძალზე ძლიერი ელექტრული ველების შემთხვევაში.

$tg\delta$ /იხ. ფორმულა /108// და ε /იხ.ფორმულა /105// რელაქსაციის დროის გარდა დამოკიდებული არიან აბსორბციული დენის საწყის გამტარობასა და ε_∞ დიელექტრიკულ განვლადობაზე, რომლებიც განპირობებულია ნანაცვლების პოლარიზაციებით, ე.ი.ძალზე სწრაფად მიმდინარე პოლარიზაციის დამყარების პროცესებით.

ორივე ეს სიდიდე/აბსორბციული დენის საწყისი გამტარობა $g(g=k)$ და ε_∞/,ისევე როგორც ზემოთ მოყვანილი უტოლობა, დამოუკიდებელია ძაბვისაგან ძაბვათა საკმარისად დიდ ინტერვალში. ამგვარად, ერთგვაროვანი დიელექტრიკის დანაკარგი პირდაპირპროპორციულია ძაბვის კვადრატისა, რაც იმის შედეგია, რომ ε და $tg\delta$ საკმარისად დიდ ინტერვალში არ არიან დამოკიდებული ძაბვაზე.

როდესაც გამტარი დენი დიელექტრიკში არ არის მცირე, გამოყოფილ სითბოს რაოდენობაში მისი წილი საკმარისად დიდია. ამავე დროს, როგორც ცნობილია, გამტარობის დაძაბულობაზე დამოკიდებულება

მჟღავნდება მხოლოდ ძლიერ ელექტრულ ველებში და გამოიხატება პულის კანონით:

$$\gamma_{\text{ნარჩ.}} = C_1 e^{C_2 E}, \qquad /116/$$

სადაც C_1 და C_2 მუდმივებია. უნდა აღინიშნოს, რომ ეს კანონი არ არის უნივერსალური და რიგი დიელექტრიკებისათვის არ მართლდება, მათთვის $\gamma_{\text{ნარჩ.}}=f(E)$ მრუდს აქვს საკმარისად რთული სახე.

ომის კანონიდან გადახრის გამო, დენის დროზე დამოკიდებულება არ არის მარტივი და $tg\delta$ ხდება დიელექტრიკის პირობითი ფორმალური მახასიათებელი.

ამგვარად, ჩვენით მიღებული ფორმულები სამართლიანია მხოლოდ და მხოლოდ ისეთი ძაბვებისათვის, როდესაც ძალაშია ომის კანონი და, მაშასადამე, გამტარობა არ არის დაძაბულობაზე დამოკიდებული.

თავი III

დიელექტრიკული დანაკარგი სხვადასხვა აგრეგატულ მდგომარეობაში მყოფ დიელექტრიკებში

§ 7. დიელექტრიკული დანაკარგი გაზებში

შედარებით სუსტ ელექტრულ ველებში, როდესაც გამორიცხულია დარტყმითი, ე.ი. ნაწილაკთა დაჯახების გზით მიღებული იონიზაცია, დიელექტრიკის დანაკარგი გაზებში ძალზე მცირეა.

გაზების დიელექტრიკული დანაკარგი განპირობებულია მათი ელექტროგამტარობით.

გაზში ცვლადი ელექტრული ველის მოქმედების შედეგად ვღებულობთ წანაცვლებისა და გამტარ დენებს.

გაზებში გამტარი დენის სიმკვრივე, რომელიც აქტიური დენის ტოლია, აღვნიშნოთ j_a-თი, ხოლო ტევადობის დენის სიმკვრივე j_c-თი. ტევადობითი დენის მაქსიმალური მნიშვნელობისათვის, თუ ჩავთვლით, რომ $\varepsilon=1$, მივიღებთ:

$$\dot{j}_c = \omega c E = \frac{\omega}{4\pi\cdot 9\cdot 10^{11}} E ,$$

ხოლო დანაკარგის კუთხის ტანგენსისათვის-

$$tg\delta = \frac{\dot{j}_a}{\dot{j}_c} = \frac{4\pi\cdot 9\cdot 10^{11}}{\omega E}\dot{j}_a . \qquad /117/$$

გაზების ელექტროგამტარობის შესწავლის შედეგად დენის ძაბვაზე დამოკიდებულების გრაფიკი, როგორც ცნობილია, იყოფა სამ ძირითად უბნად. ძალზე მცირე ველების დროს დენის ძალა პირდაპირპროპორციულია ძაბვისა, ე.ი. გვაქვს ომის კანონის სათანადო უბანი; მცირე ველები გვაძლევს ნაჯერ უბანს, რომელზეც დენის ძალა აღარ არის ძაბვაზე დამოკიდებული და ნაჯერი დენი მუდმივი რჩება მანამ, ვიდრე ველის დაძაბულობა არ აღმოჩნდება საკმარისი იმისათვის, რომ დაიწყოს დაჯახებითი იონიზაცია[1].

ამგვარად, ძაბვის საკმარისად დიდ ინტერვალში, გამტარი დენის სიმკვრივე ტოლია ნაჯერი დენის სიმკვრივისა, ე.ი.

$$\dot{j}_a = \dot{j}_{\text{ნაჯერ.}} = \dot{j}_{\text{ნაჯ.}} = \frac{end}{3\cdot 10^{9}}\ \frac{\text{ამპ.}}{\text{სმ}^2} ,$$

სადაც e იონის მუხტია წარმოდგენილი აბსოლუტურ ელექტროსტატიკურ ერთეულებში, n-გაზის 1 სმ^3-ში ყოველ სეკუნდში გაჩენილი იონთა რიცხვი, ხოლო d მანძილია ელექტროდებს შორის.

ნაჯერი დენის უბნის ფარგლებში, ე.ი. სათანადო ძაბვებისათვის, $tg\delta$, თანახმად /117/ ფორმულისა, წარმოიდგინება შემდეგი სახით:

$$tg\delta = \frac{\dot{j}_{\text{ნაჯ.}}}{\dot{j}_c} = \frac{4\pi\cdot 9\cdot 10^{11}}{\omega E}\dot{j}_{\text{ნაჯ.}} . \qquad /118/$$

ვინაიდან $\omega = 2\pi\nu$, ამიტომ e მუხტის რაოდენობრივი მნიშვნელობის შეტანა /118/ ფორმულაში, როდესაც $n = 5\frac{1}{\text{სმ}^3\text{სეკ}}$, ხოლო $d = 1$ სმ, გვაძლევს:

$$tg\delta = \frac{1,5\cdot 10^{-6}}{\nu E} ,$$

---

1 ა.ი. მ ხ ნ ე ლ ი , "დიელექტრიკების ელექტროგამტარობა", თბილისი, 1977.

საიდანაც ჩანს, რომ მაქსიმალური მნიშვნელობის დანაკარგი მიიღება მცირე სიხშირისა და მცირე ველების დროს. მაგალითად, თუ $\nu = 100$ $სეკ^{-1}$ და $E_m = 1$ ვ/სმ, $tg\delta = 1,5.10^{-8}$.

/118/ ფორმულა მიღებულ ისეთი ველებისათვის, როდესაც დარღვეული იყო ომის კანონი. ამ პირობებში კი, როგორც ეს ზემოთ იყო აღნიშნული, დიელექტრიკული დანაკარგის კუთხის ტანგენსი დიელექტრიკის პირობით, ფორმალური მახასიათებელია. ამ დროს ცვლადი დენის დროზე დამოკიდებულება/მარტივი სახის მქონე, როდესაც ძალაში იყო ომის კანონი და როდესაც $tg\delta$ განსაზღვრული იყო როგორც შეფარდება აქტიური და რეაქტიული დენებისა/ მახინჯდება.

მიუხედავად ამისა, /118/ ფორმულით განსაზღვრული $tg\delta$ საშუალებას გვაძლევს გამოვითვალოთ დიელექტრიკული დანაკარგი. კერძოდ, კუთრი დანაკარგისათვის ვღებულობთ:

$$W = \frac{4 j_{აქტ.} \cdot E_m}{T} \int_0^{T/4} \sin \frac{2T}{T} t\,dt, \qquad /119/$$

სადაც T რხევის პერიოდია, ხოლო E_m დაძაბულობის მაქსიმალური მნიშვნელობა.

მივიღოთ, რომ

$$tg\delta = \frac{K j_{აქტ.}}{\omega E_m}, \qquad /120/$$

სადაც $K = 4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11}$.

/119/ გამოსახულება გვაძლევს

$$W = \frac{2}{\pi} j_{აქტ.} . E_m \qquad /121/$$

/121/ ფორმულაში შევიტანოთ /120/-დან განსაზღვრული ნაჯერი დენის სიმკვრივე

$$j_{აქტ.} = \frac{\omega E_m}{K} tg\delta,$$

მივიღებთ:

$$W = \frac{2}{\pi} \frac{\omega tg\delta}{K} E_m^2 = \frac{4}{\pi} \frac{\omega tg\delta}{K} E_{ეფ.}^2 . \qquad /122/$$

როგორც ვხედავთ, დიელექტრიკული დანაკარგი ამ შემთხვევაშიც პროპორციულია $tg\delta$-სი და ჩვეულებრივი გამოსახულებიდან განსხვავება მხოლოდ რაოდენობრივი მნიშვნელობით /იხ.ფორმულა /77//.

ადვილია იმაში დარწმუნება, რომ დიელექტრიკული დანაკარგი გაზებში ძალზე მცირე სიდიდისაა ომის კანონის უბანზეც. ამ დროს კუთრი გამტარობისათვის გვაქვს:

$$\gamma = \sqrt{\frac{n}{\alpha}}\, e\left(U_+ + U_-\right),$$

სადაც α იონების რეკომბინაციის კოეფიციენტია, ხოლო U_+ და U_- შესაბამისად დადებითი და უარყოფითი იონების ძვრადობები.

დანაკარგის კუთხის ტანგენსისათვის ვღებულობთ:

$$tg\delta = \frac{j_a}{j_c} = \frac{\gamma E}{\frac{\omega E}{K}},$$

ანუ

$$tg\delta = \frac{\sqrt{\frac{n}{\alpha}}\, e\left(U_+ + U_-\right) 4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11}}{2\pi\nu \cdot 3 \cdot 10^{9}} \qquad /123/$$

ნორმალურ პირობებში ჰაერისათვის $\alpha = 1,6 \cdot 10^{-6}$, $U_+ = 1,27 \frac{სმ/წმ}{ვ/სმ}$, $U_- = 1,84 \frac{სმ/წმ}{ვ/სმ}$, ხოლო მოცულობის ერთეულში /1 სმ^3-ში / ყოველ წამს წარმოშობილი იონების რიცხვს n-ს თუ მივიღებთ 10-ის ტოლად, მაშინ $tg\delta = 4,4 \cdot 10^{-11}$; ე.ი. $tg\delta$ იქნება უფრო მცირე, ვიდრე მაშინ, როდესაც გამოვითვალეთ უხეში მიახლოებით /ნაჯერი დენის საშუალებით/. აშკარაა, რომ იონიზატორის გამორთვა / n =0/ გაზის დანაკარგს შეამცირებს. იონიზატორის გამორთვა არ მოგვცემს ნულოვან დანაკარგს, რადგან პრაქტიკულად გაზი არასოდეს არ არის დაცული იონიზატორების აგენტთა /დედამიწის რადიოაქტიური გამოსხივება და ა.შ./ მოქმედებისაგან.

გაზის მცირე დანაკარგი საშუალებას იძლევა გამოვიყენოთ იგი კონდენსატორებში როგორც დიელექტრიკი, თუ, რასაკვირველია, არ გვჭირდება ε-ის ხარჯზე მიღებული დიდი ტევადობის მქონე კონდენსატორები.

§ 8. დიელექტრიკული დანაკარგი არაპოლარულ თხიერ დიელექტრიკებში

სითხის მოლეკულის პოლარობის ხარისხი განისაზღვრება მისი დიპოლური მომენტის რაოდენობრივი მნიშვნელობით. ამ მაჩვენებლის მიხედვით თხიერი დიელექტრიკები შეიძლება დაიყოს ორ ჯგუფად: პირველ ჯგუფს მიეკუთვნება არაპოლარული და ძალზე სუსტად პოლარული თხიერი დიელექტრიკები, მეორე ჯგუფს კი-პოლარული დიელექტრიკები. ამგვარი დაყოფისას, ცხადია, მკვეთრი საზღვრის გავლება ძალზე სუსტ და სუსტ პოლარულ თხიერ დიელექტრიკებს შორის პირობითია და ემყარება შეთანხმებას. კერძოდ, პოლარობა შეიძლება უგულებელვყოთ, როცა დიელექტრიკის მოლეკულების დიპოლური მომენტი $p_0 \leqslant 0{,}1\cdot 10^{-18}$, ხოლო თუ ეს პირობა არ კმაყოფილდება, მაშინ საქმე გვაქვს პოლარულ თხიერ დიელექტრიკთან.

გამჭოლი გამტარობისა და წანაცვლების პოლარიზაციის გათვალისწინებით დიელექტრიკული დანაკარგის კუთხის ტანგენსისათვის ზემოთ მივიღეთ გამოსახულება /იმის გათვალისწინებით, რომ $K=g$/:

$$tg\,\delta = \frac{\gamma_{\text{ნარჩ.}}(1+\omega^2\theta^2)+\omega^2\theta^2 g}{\frac{\varepsilon_\infty \omega}{4\pi}(1+\omega^2\theta^2)+\omega\theta g}\ .$$

მოსალოდნელია, რომ სითხეებისათვის ამ ფორმულაში შემავალი θ დროის მუდმივა დაკავშირებული უნდა იყოს η სიბლანტის კოეფიციენტთან. ამის შესამოწმებლად საკმარისია მოიძებნოს კავშირი სითხის η -სი მოლეკულის აქტივაციის ენერგიასა და ტემპერატურასთან. დავუშვათ, რომ სითხის ფენა იმყოფება ორ პარალელურ ფირფიტას შორის. ქვედა ფირფიტა დამაგრებულია, ზედა თავისუფალი ფირფიტის ყოველ კვადრატულ სანტიმეტრზე კი მოდებულია ფირფიტების სიბრტყეთა პარალელური f ძალა. ზედა ფირფიტის სითხესთან ხახუნი, $\frac{v_0}{d}$ სიჩქარის გრადიენტის მუდმივობისას, ვლინდება იმაში, რომ თავისუფალი ფირფიტა მოძრაობს

მუდმივი სიჩქარით /და არა აჩქარებულად/, რომელიც ტოლია $v_0 = \frac{fd}{\eta}$, სადაც d არის ფირფიტებს შორის მანძილი. ამრიგად,

$$f = \eta \frac{v_0}{d}. \qquad /124/$$

ცხადია, ფირფიტების უშუალო მახლობლობაში მყოფი სითხის ფენების სიჩქარეები განისაზღვრება თვით ფირფიტების სიჩქარეებით. ეს იმას ნიშნავს, რომ ზედა ფირფიტისაკენ ქვედა ფირფიტის ნორმალის გასწვრივ გადაადგილებისას ფენების სიჩქარე იცვლება ნულიდან v_0-მდე. ამ ნორმალზე გადაადგილება მიგვიყვანს ფენამდე, რომლის სიჩქარე განისაზღვრება ტოლობით

$$v = \frac{v_0}{d} z,$$

სადაც $z < d$, აქედან z_2 და z_1 ფენების სიჩქარეთა სხვაობა მოგვცემს:

$$\Delta v = \frac{v_0}{d}(z_2 - z_1),$$

როდესაც $z_1 = 0$ /გვაქვს უძრავი ფენა/, ხოლო თუ $z_2 = d$ /გვაქვს v_0 სიჩქარით მოძრავი ფენა/ Δv-ს ფორმულა გვაძლევს: $\Delta v = v_0$.

მაშინ, როდესაც სითხის ორ ფენას შორის მანძილი მოლეკულის ზომის- λ-ს რიგისაა, ამ ფორმულის თანახმად, ვღებულობთ:

$$\Delta v = \frac{v_0}{d}\lambda. \qquad /125/$$

დავუშვათ, რომ ზედა ფენის მოძრაობის დროს ქვედა /ნაკლები სიჩქარის მქონე / ფენის მიმართ სითბური მოძრაობა გვაძლევს ზედა ფენის მოლეკულების მოწყვეტას ქვედა ფენის მოლეკულებისაგან და გარეგანი ძალის მოქმედებით მათ მიმართულად /მოწესრიგებულად/ ამოძრავებას. ამ მოძრაობის გამომწვევი მოლეკულაზე მოქმედი ძალა $f_0 = f \cdot \lambda^2$, სადაც λ^2 განსაზღვრავს მოლეკულის ფართობის რიგს. გარეგანი f_0 ძალით აძრული მოწესრიგებული მოძრაობის ფარდობითი სიჩქარე განისაზღვრება ტოლობით:

$$\Delta v = u' f_0 = u' f \lambda^2, \qquad /126/$$

სადაც u' არის მოლეკულის ძვრადობა.

/124/, /125/ და /126/ განტოლებათა გამოყენებით ვღებულობთ:

$$h = \frac{1}{u'\lambda} \; . \qquad /127/$$

სითხეში მოლეკულის u' ძვრადობისათვის შეგვიძლია ვისარგებლოთ იონის ძვრადობისათვის მიღებული ფორმულით:

$$u = \frac{\Delta U \lambda \nu}{3kT\cdot E} e^{-\frac{U_0}{kT}} = \frac{e\lambda^2\nu}{6kT} e^{-\frac{U_0}{kT}},$$

სადაც e ელემენტარული მუხტია, E-ელექტრული ველის დაძაბულობა, λ -იონის "თავისუფალი" განარბენი, k -ბოლცმანის მუდმივა, T - აბსოლუტური ტემპერატურა, ხოლო ν -დამაგრებული /ბმული/ იონის რხევის სიხშირე.

ΔU განსაზღვრავს იმ მუშაობას, რომელსაც ასრულებს ველი იონის თავისუფალი განარბენის გზის ნახევარზე, ე.ი. $\Delta U = \frac{eE\lambda}{2}$, ხოლო U_0 არის პოტენციური ჯებირის სიმაღლე[1]. პოტენციური ჯებირი ერთმანეთისაგან ყოფს λ მანძილით დაშორებულ ორ მეზობელ წერტილს, რომლებშიც იონს აქვს ერთნაირი მნიშვნელობის მინიმალური პოტენციური ენერგია. იონები ამ წერტილების მახლობლად /"დამაგრებულ" მდგომარეობაში/ ასრულებენ რხევით მოძრაობას სიხშირით, რომელიც ამავე დროს წარმოადგენს U_0 სიმაღლის ჯებირზე გადასვლის ცდათა რაოდენობას. $e^{-\frac{U_0}{kT}}$ არის ალბათობა იმისა, რომ მოლეკულის ენერგია ტოლია ან მეტია U_0-ზე.

იონის ძვრადობის გამოსახულების ანალოგიურია სითხეში მოლეკულის ძვრადობის გამოსახულება. მაგრამ, თუ იონის ძვრადობა

- - - - - - - - - - - - - - - - - -

1 იხ.ა.ი შ ხ ნ ე ლ ი , "დიელექტრიკების ელექტროგამტარობა", 1977.

$$u = \frac{v}{E}$$

სადაც v იონის სიჩქარეა, ხოლო E-ველის დაძაბულობა, მოლეკულის ძვრადობისათვის გვექნება:

$$u' = \frac{v}{f},$$

სადაც v მოლეკულის სიჩქარეა, ხოლო f – მოლეკულაზე მოქმედი ის ძალა, რომელიც გვაძლევს მის მოწესრიგებულ /მიმართულ/ მოძრაობას.

u-ს გამოსახულებისაგან განსხვავებით, მოლეკულის ძვრადობისათვის მივიღებთ:

$$u' = \frac{\Delta U \lambda \nu}{3kTf_0} e^{-\frac{U_0}{kT}} = \frac{\lambda^2 \nu}{6kT} e^{-\frac{U_0}{kT}}, \qquad /128/$$

ვინაიდან, ამ შემთხვევაში, $\Delta U = \frac{f\lambda}{2}$.

/128/ ფორმულის ჩასმა /127/ გამოსახულებაში გვაძლევს:

$$\eta = \frac{6kT}{\lambda^3 \nu} e^{\frac{U_0}{kT}} \qquad /129/$$

მხედველობაში მივიღოთ, რომ რელაქსაციის დრო

$$\tau = \frac{e^{U_0/kT}}{2\nu}$$

/129/ ფორმულიდან განსაზღვრული $e^{U_0/kT}$ ჩავსვათ τ-ს გამოსახულებაში, მივიღებთ:

$$\tau = \frac{\eta \lambda^3}{12kT}. \qquad /130/$$

ვინაიდან $\theta = \tau \frac{\varepsilon_0 + 2}{\varepsilon_\infty + 2}$, ამიტომ გვექნება:

$$\theta = \frac{\eta \lambda^3}{12kT} \cdot \frac{\varepsilon_0 + 2}{\varepsilon_\infty + 2}. \qquad /131/$$

რელაქსაციური დანაკარგი შესამჩნევად იზრდება ისეთ სიხშირეთა არეში, რომელშიც $\omega\theta \cong 1$. თუ დავუშვებთ, რომ $\theta = \tau$, მაშინ θ გამოხატული იქნება τ-ს განმსაზღვრელი /130/ ფორმულით:

$$\theta = \frac{\eta \lambda^3}{12kT}.$$

როდესაც სითხის სიბლანტე მცირეა, მცირე იქნება როგორც რელაქსაციის დრო, ისე დროის მუდმივა. აქედან კი შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ მცირე სიბლანტის მქონე პოლარულ სითხეებს ჩვეულებრივი ტემპერატურის დროს მხოლოდ დიდ სიხშირეებზე ექნებათ შესამჩნევი დიელექტრიკული დანაკარგი/სიხშირეებზე, რომლებიც აკმაყოფილებენ პირობას

$\omega \cong \frac{1}{\Theta}$ /. აქედან, რადიოტექნიკურ სიხშირეთა ინტერვალში საგრძნობი დანაკარგის მისაღებად უნდა შეირჩეს გარკვეული სიბლანტის კოეფიციენტი. მარტივი გამოთვლები გვიჩვენებს, რომ, მაგალითად, 10^{10} ჰერცი სიხშირისათვის $\eta = 5.10^{-2}$ პუაზს. მართლაც აღებული სიხშირისათვის $\Theta=10^{-10}$ წმ. და თუ $T=300^0K$ და $\lambda = 10^{-7}$ სმ, η-თვის, თანახმად /130/ ფორმულისა, ვღებულობთ ზემოთ მოყვანილ სიდიდეს.

უფრო მცირე სიბლანტის მქონე პოლარული დიელექტრიკისათვის ნორმალური ტემპერატურის დროს რადიოტექნიკურ სიხშირეებზე გამორიცხულია დიპოლური დანაკარგის მიღება. ამასთან განხილულ პირობებში პოლარული თხიერი დიელექტრიკი შეიძლება მივაკუთვნოთ არაპოლარულ სითხეებს, რომლებიც ცვლად ველში საერთოდ არ იძლევა დიპოლურ დანაკარგს. აღნიშნულიდან გამომდინარე 10^{10} ჰერცზე ნაკლები სიხშირეებისათვის არაპოლარული სითხეებია: ბენზოლი, გოგირდნახშირბადი, ვაზელინის ზეთი, ოთხქლოროვანი ნახშირბადი და ა.შ., ხოლო 10^6 ჰერცზე ნაკლები სიხშირეებისათვის არაპოლარულ სითხეთა ჯგუფს შეიძლება მივაკუთვნოთ მცირე სიბლანტის მქონე პოლარული სითხეები, როგორიცაა ტრანსფორმატორის სუფთა ზეთი, სელის ზეთი და ა.შ.

ამ ჯგუფში შემავალ სითხეებს, სიხშირეთა ფართო ინტერვალში -10^6 ჰერცამდე არ გააჩნია დიელექტრიკული დანაკარგის პოლარიზაციული წყაროები, თუკი, რასაკვირველია, არ შეიცავენ ისინი გარკვეულ მინარევებს.

ამგვარად, სუფთა არაპოლარულ თხიერ დიელექტრიკებში მუდმივი ძაბვის დროს დენის ვარდნას ადგილი არ აქვს. ეს იმას ნიშნავს, რომ ელექტრული ენერგიის დანაკარგის მიღება შესაძლებელია მხოლოდ გამტარი გამტარობის ხარჯზე; იგი დაახლოებით ტოლია ჯოულ-ლენცის სითბოსი. ე.ი. დიელექტრიკული დანაკარგი არაპოლარულ გაწმენდილ თხიერ დიელექტრიკში წარმოადგენს გამტარობის დანაკარგს.

გამტარობის დიელექტრიკული დანაკარგის კუთხის ტანგენსისათვის ზემოთ მივიღეთ:

$$tg\delta = \frac{1{,}8\cdot 10^{12}}{\nu\varepsilon}\,\gamma_{\text{გამტ.}}$$

საიდანაც ჩანს, რომ ν სიხშირის ზრდა ამცირებს $tg\delta$ -ს.

გავითვალისწინოთ, რომ არაპოლარული და სუსტად პოლარული თხიერი დიელექტრიკების ელექტროგამტარობა ოთახის ტემპერატურაზე სიდიდით 10^{-14} რიგისაა /თუ γ გამოხატულია $\frac{1}{\text{ომი}}\cdot\frac{1}{\text{სმ}}$ -ში/; თუ დავუშვებთ, რომ დიელექტრიკული განვლადობა დაახლოებით ორის ტოლია, მაშინ $tg\delta$ -ს რაოდენობრივი მნიშვნელობა განსაზღვრული იქნება ν სიხშირით; კერძოდ, თუ ν =50 ჰერცს, $tg\delta=1{,}8.10^{-4}$. ამრიგად, გამტარობის დიელექტრიკული დანაკარგი ძალზე მცირეა და უფრო მცირე იქნება მეტ სიხშირეებზე. ეს გვაძლევს უფლებას ჩავთვალოთ, რომ *გამტარობის დანაკარგი არ არის სიხშირეზე დამოკიდებული.*

$tg\delta$ -სა და ელექტროგამტარობას შორის მოცემული კავშირი საკმარისად კარგად დადასტურდა რიგი სითხეებისათვის. მაგალითად, ტრანსფორმატორის ზეთის დიელექტრიკული დანაკარგი სიხშირეთა დიდ ინტერვალში /ნულიდან- 500 ჰერცამდე/ დამოუკიდებელი აღმოჩნდა სიხშირისაგან. ეს კი იმაზე მეტყველებს, რომ იგი განპირობებულია მხოლოდ და მხოლოდ გამტარობით და, მაშასადამე, $tg\delta$, რომელიც სიხშირის უკუპროპორციულია, უნდა წარმოადგენდეს ძალზე მცირე სიდიდეს სიხშირეთა აღებულ ინტერვალში.

მრავალი გაზომვის შედეგად გაირკვა, რომ არაპოლარული თხიერი დიელექტრიკების $tg\delta$ ძალზე მგრძნობიარეა ტემპერატურის ცვლილების მიმართ, ე.ი. დაიმზირება $tg\delta$ -ს ძლიერი დამოკიდებულება T -ზე. თუ გავითვალისწინებთ მხოლოდ გამტარობით განპირობებულ $tg\delta$ -სა და γ -ს შორის კავშირს, აშკარა იქნება, რომ $tg\delta$ -ს ტემპერატურაზე დამოკიდებულება უნდა იყოს ისეთივე, როგორსაც გვაძლევს ელექტროგამტარობის დამოკიდებულება ტემპერატურაზე, ე.ი. უნდა იყოს ექსპონენციალური: მართლაც, თუ $\gamma=Ae^{-B/T}$, მაშინ, თუ სწორია კავშირი:

$$tg\delta = \frac{\gamma k}{\varepsilon \omega},$$

სადაც $K = 4.9 \cdot 10^{11}$, $tg\delta$ -ს T ტემპერატურაზე დამოკიდებულებას უნდა ჰქონდეს შემდეგი სახე:

$$tg\delta = \frac{Ak}{\varepsilon\omega} e^{-B/T} = \frac{A_1}{\varepsilon\omega} \cdot e^{-B/T}, \qquad /132/$$

სადაც A და B დიელექტრიკის დამახასიათებელი მუდმივი სიდიდეებია.

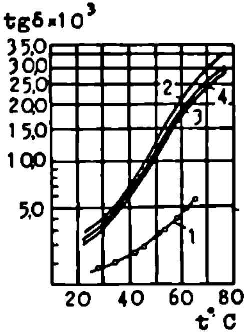
ტემპერატურის ვიწრო ინტერვალში ელექტროგამტარობა საკმარისად დიდი სიზუსტით გამოიხატება შემდეგი ფორმულით-

$$\gamma = \gamma_0 \cdot e^{a(T-T_0)}, \qquad /133/$$

სადაც a მუდმივი სიდიდეა, γ_0 ელექტროგამტარობაა T_0 ტემპერატურაზე, ხოლო γ -ელექტროგამტარობა T ტემპერატურაზე $/T>T_0/$.

/133/ ფორმულის თანახმად, არაპოლარული სითხის დიელექტრიკული დანაკარგის კუთხის ტანგენსისათვის გვაქვს:

$$tg\delta = tg\delta_0 e^{a(T-T_0)}. \qquad /134/$$

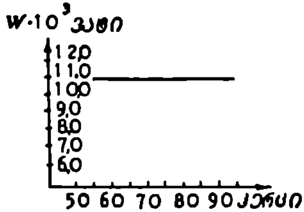


ნახ. 15

მე-15 ნახაზზე მოცემულია ტრანსფორმატორულ ზეთში დიელექტრიკული დანაკარგის დამოკიდებულება ტემპერატურაზე/სიხშირე ν = = 50 ჰერცს/. აღსანიშნავია, რომ $lg(tg\delta) = f(t°C)$ თითქმის

წრფივია და ეს ადასტურებს $tg\delta=\frac{\gamma K}{\omega\varepsilon}$ ფორმულის სისწორეს.

მე-16 ნახაზზე გვაქვს W დიელექტრიკული დანაკარგის დამოკიდებულება ν სიხშირეზე ტრანსფორმატორული ზეთისათვის. ეს მრუდიც სრულ თანხმობაშია $tg\delta(\omega)$ დამოკიდებულების ამსახველ ფორმულასთან.



ნახ. 16

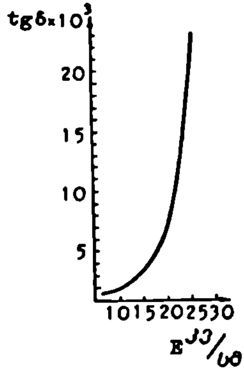
გაირკვა, რომ არაპოლარულ სითხეში პროპორციული დამოკიდებულება დენის ძალასა და ძაბვას შორის სამართლიანია მხოლოდ ძაბვების მცირე ინტერვალში. ძალზე სუფთა სითხეებისათვის მიიღება ნაჯერი დენი, რომელიც მაღალ ძაბვებზე საკმარისად მკვეთრად იზრდება. ოდნავ გაჭუჭყიანებულ /მინარევების მქონე/ თხიერ დიელექტრიკებში ნაჯერი დენი აღარ მიიღება და ვაკვირდებით დენის ზრდას ძაბვათა საკმარისად დიდ ინტერვალში.

არაპოლარული სითხის $tg\delta$-ს დამოკიდებულება ძაბვაზე ემთხვევა ელექტროგამტარობის ძაბვაზე დამოკიდებულებას.

გაზომვების შედეგად დადგენილია, რომ როდესაც ძალაშია ომის კანონი, $tg\delta$ არ არის ძაბვაზე დამოკიდებული. შედარებით დიდ ძაბვაზე, როდესაც ირღვევა ომის კანონი, γ ელექტროგამტარობა და $tg\delta$ ძაბვასთან ერთად იზრდებიან და მაღალ ძაბვებზე ვღებულობთ მათ მკვეთრ ზრდას.

მინარევიან არაპოლარულ სითხეებში ნაჯერობის უბანი არ მიიღება და ძაბვის ზრდასთან ერთად $tg\delta$ მკვეთრად იზრდება, აღარ ვაკვირდებით მაქსიმუმზე გავლას.

მე-17 ნახაზზე მოცემულია $tg\delta$ -ს დამოკიდებულება დაძაბულობაზე მცირე სიბლანტის მქონე ტრანსფორმატორული ზეთისათვის $\nu = 50$ ჰერცის სიხშირეზე. ასეთივე დამოკიდებულებას ვღებულობთ გაუწმენდავი არაპოლარული სითხეებისთვისაც.



ნახ. 17

არაპოლარული თხიერი დიელექტრიკები გამოიყენება კონდენსატორის შესავსებად, სხვადასხვა ფისის გამხსნელად, საიზოლაციო ლაქების დასამზადებლად; გამოყენება განპირობებულია არაპოლარული თხიერი დიელექტრიკების შემდეგი ძირითადი დიელექტრიკული თვისებებით: ოთახის ტემპერატურაზე, მცირე ძაბვებზე და მაღალ სიხშირეებზე მცირე დანაკარგებით, მაღალი გარღვევის ძაბვით, დიელექტრიკული დანაკარგის ტემპერატურაზე მკვეთრი დამოკიდებულებით და მცირე დიელექტრიკული გამტარობით.

§ 9. ზოგადი თეორიის გამოყენება პოლარულ სითხეებში დანაკარგის განსაზღვრისათვის

მე-2 პარაგრაფში მივიღეთ სითბურ-იონური პოლარიზაციის ძირითადი ფორმულები. ანალოგიური მსჯელობით შეიძლება განვიხილოთ სითბურ-ორიენტაციული პოლარიზაცია.

სითბურ-იონური პოლარიზაციის დროს, დიელექტრიკის მოცულობის ერთეულის ელექტრული მომენტისათვის/პოლარიზაციის ვექტორის რაოდენობრივი მნიშვნელობისათვის/ მივიღეთ:

$$\mathcal{P}_t = \frac{n_0 e^2 \lambda^2}{12kT}\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right)E ,$$

სადაც τ წარმოადგენს სუსტად ბმული იონების რელაქსაციის დროს. ამგვარად, $\mathcal{P}$ პროპორციულია E-სი, არასტაციონარული პროცესის დროსაც.

შევიტანოთ ამ ფორმულაში $\frac{e\lambda}{2}$-ის ნაცვლად P_0 [1] მოლეკულის საკუთარი ელექტრული მომენტი, მივიღებთ:

$$\mathcal{P}_t = \frac{n_0 P_0^2}{3kT}\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right)E . \qquad /135/$$

დიელექტრიკული პოლარიზაციით განპირობებული აბსორბციული დენის სიმკვრივე

$$j_p = \frac{d\mathcal{P}_t}{dt} .$$

ჩავსვათ აქ $\mathcal{P}_t$-ს გამოსახულება, გვექნება:

$$j_p = \frac{n_0 P_0^2}{3kT\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} E . \qquad /136/$$

ან, თუ ვისარგებლებთ τ-სა და η სიბლანტის კოეფიციენტის კავშირით:

$$\tau = \frac{\lambda^3 \eta}{12kT} ,$$

მივიღებთ:

$$j_p = \frac{4 n_0 P_0^2}{\eta \lambda^3} e^{-\frac{t}{\tau}} E \qquad /137/$$

როდესაც მოქმედი ველი მნიშვნელოვნად განსხვავდება საშუალო მაკროსკოპული ველისაგან, ეს ფორმულები იცვლება ისევე როგორც ფორმულები, რომლებიც მიიღება სითბურ-იონური პოლარიზაციის განხილვისას. სითბურ-იონური პოლარიზაციით განპირობებული აბსორბციული დენის სიმკვრივე, როდესაც მოქმედი ველი $F = E + \frac{4}{3}\pi\mathcal{P}$, ტოლია

---

1 ასეთი შეცვლა სავსებით დასაშვებია; პოტენციური ჯებირის სიმაღლის შეცვლა სითბურ-იონური პოლარიზაციის დროს $\Delta U = \frac{eE\lambda}{2}$ /იხ. ა.ი მ - ხ ნ ე ლ ი, "დიელექტრიკების პოლარიზაცია", 1977/; სითბურ-ორიენტაციული პოლარიზაციის შემთხვევაში ვღებულობთ $\Delta U = P_0 E$ და, ამგვარად, $\frac{e\lambda}{2} = P_0$ ტოლობა დასაშვებია.

$$\mathcal{P}_t=\frac{\varepsilon_\infty-1}{4\pi}E+\frac{n_0e^2\lambda^2}{12kT}\,\frac{(\varepsilon_0+2)(\varepsilon_\infty+2)}{9}E\left(1-e^{-\frac{t}{\theta}}\right);$$

და, შესაბამისად

$$j_p=\frac{d\mathcal{P}_t}{dt}=\frac{n_0e^2\lambda^2}{12kT}\,\frac{(\varepsilon_0+2)(\varepsilon_\infty+2)}{9\theta}E\,e^{-\frac{t}{\theta}};$$

მხედველობაში თუ მივიღებთ, რომ

$$\theta=\tau\frac{\varepsilon_0+2}{\varepsilon_\infty+2}=\frac{e^{U/kT}}{2\nu}\,\frac{(\varepsilon_0+2)}{(\varepsilon_\infty+2)},$$

მაშინ, $$j_p=\frac{n_0e^2\lambda^2\nu}{6kT}\,\frac{(\varepsilon_\infty+2)^2}{9}e^{-\frac{U}{kT}}e^{-\frac{t}{\theta}}E$$

ვისარგებლოთ $\frac{e\Delta}{2}=P_0$ ტოლობით, მაშინ $\frac{e^2\lambda^2}{4}=P_0^2$ და სითბურ-იონური პოლარიზაციით განპირობებული აბსორბციული დენის სიმკვრივისათვის ვღებულობთ:

$$j_p=\frac{n_0P_0^2}{3kT}\,\frac{(\varepsilon_0+2)(\varepsilon_\infty+2)}{9\theta}e^{-\frac{t}{\theta}}E \qquad /138/$$

/138/ ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ აბსორბციული დენის საწყისი გამტარობა, განპირობებული ორიენტაციული პოლარიზაციით, გამოისახება შემდეგი სახით:

$$g=\frac{n_0P_0^2}{3kT}\,\frac{(\varepsilon_0+2)(\varepsilon_\infty+2)}{9\theta}. \qquad /139/$$

ეს გამოსახულება მიიღება იმ დაშვებით, რომ მოქმედი ველი $F=E+\frac{4}{3}\pi\mathcal{P}$. თუკი მოქმედი ველი F ტოლია საშუალო მაკროსკოპული ველის, ე.ი. $F=E$ დენის სიმკვრივე წარმოიდგინება /136/ ფორმულით და, მაშასადამე, აბსორბციული დენის საწყისი გამტარობისათვის გვექნება:

$$g'=\frac{n_0P_0^2}{3kT\tau}, \qquad /140/$$

რადგან ამ დროს $\theta=\tau$.

სრული დიელექტრიკული განჭლადობისათვის მიღებული გვქონდა:

$$\varepsilon=\varepsilon_\infty+\frac{4\pi g\theta}{1+\omega^2\theta^2};$$

შევიტანოთ ამ გამოსახულებაში /139/ ფორმულიდან განსაზღვრული $g\theta$ / ეს ნიშნავს, რომ $F=\frac{4}{3}\pi\mathcal{P}$/, მივიღებთ:

$$\varepsilon=\varepsilon_\infty+\frac{4\pi n_0P_0^2(\varepsilon_0+2)(\varepsilon_\infty+2)}{3kT(1+\omega^2\theta^2)\,9}. \qquad /141/$$

თუკი ε-ის იმავე გამოსახულებაში ჩავსვამთ /140/ ფორმულიდან განსაზღვრულ $\tau g'$-ს /ეს ნიშნავს, რომ $F=E$/ მივიღებთ:

$$\varepsilon=\varepsilon_\infty+\frac{4\pi n_0 P_0^2}{3kT(1+\omega^2\theta^2)}, \qquad /142/$$

სადაც ε_∞ განსაზღვრავს სინათლის გარდატეხის მაჩვენებლის კვადრატის მნიშვნელობას.

კლაუზიუს-მოსოტის განტოლება, როგორც ცნობილია, მიიღება მუდმივი ძაბვისათვის იმ დაშვებით, რომ ე.წ. ახლომოქმედების ველი $E_2=0$, და, მაშასადამე, მოქმედი ველი $F=E+\frac{4}{3}\pi\mathcal{P}$. აქედან აშკარაა, რომ /141/ ფორმულიდან, როგორც კერძო შემთხვევა, უნდა გამომდინარეობდეს კლაუზიუს-მოსოტის განტოლება. ამაში დასარწმუნებლად, დავუშვათ, რომ $\omega=0$, მაშინ /141/ გამოსახულება მოგვცემს:

$$\frac{\varepsilon_0-1}{\varepsilon_0+2}=\frac{\varepsilon_\infty-1}{\varepsilon_\infty+2}+\frac{4\pi n_0}{9kT}P_0^2, \qquad /143/$$

ხოლო /142/ ფორმულიდან მივიღებთ:

$$\varepsilon_0=\varepsilon_\infty+\frac{4\pi n_0 P_0^2}{3kT}. \qquad /144/$$

/143/ და /144/ ფორმულათა გამოყენებით /141/ და /142/ ფორმულებს შეიძლება მიეცეთ ერთნაირი სახე. ამისათვის /143/ ფორმულიდან განსაზღვრული მარჯვენა მხარის მეორე წევრი შევიტანოთ /141/-ში, მივიღებთ:

$$\varepsilon=\varepsilon_0+\frac{\varepsilon_0-\varepsilon_\infty}{1+\omega^2\theta^2}. \qquad /145/$$

ადვილია იმაში დარწმუნება, რომ /144/ ფორმულიდან განსაზღვრული მარჯვენა მხარის მეორე წევრის ჩასმა /142/ ფორმულაში გვაძლევს იმავე /145/ გამოსახულებას.

პოლარული სითხეების თეორიის თანახმად, პოლარულ თხიერ დიელექტრიკებში მოქმედი ველი განსხვავებულია როგორც ლორენცის F ველისაგან /$F=E+\frac{4}{3}\pi\mathcal{P}$/, ისე საშუალო მაკროსკოპიული ველისაგან /$F=E$/; პოლარულ მოლეკულაზე მოქმედი რეალური ველი პირველზე ნაკლებია, მეორეზე კი- მეტი. აქედან აშკარაა, რომ /141/ და /142/ ფორმულებით განსაზღვრული დიელექტრიკული განვლადობანი გვაძლევენ ε-ის მნიშვნელობებს, რომელთაგან ერთი მეტია, მეორე კი- ნაკლები რეალურ მნიშვნელობაზე.

ვიპოვოთ პოლარული სითხის დიელექტრიკული დანაკარგის კუთხის ტანგენსი. მისავ თეორიაში მივიღეთ:

$$tg\delta=\frac{\gamma_{\text{გამ.}}(1+\omega^2\theta^2)+\omega^2\theta^2 g}{\frac{\varepsilon_\infty\omega}{4\pi}(1+\omega^2\theta^2)+\omega\theta g}$$

/იხ.ფორმულა/108/,იმ დაშვებით, რომ $\kappa=g$ /. ეს გამოსახულება, /141/ და /142/ ფორმულათა გათვალისწინებით, პოლარული სითხეებისათვის შესაბამისად გვაძლევს:

$$tg\delta=\frac{4\gamma_{\text{გამ.}}(1+\omega^2\theta^2)+\omega^2\theta\,\frac{4\pi n_0 P_0^2}{3\kappa T}\frac{(\varepsilon_0+2)(\varepsilon_\infty+2)}{9}}{\omega\varepsilon_\infty(1+\omega^2\theta^2)+\omega\frac{4\pi n_0 P_0^2}{3\kappa T}\frac{(\varepsilon_0+2)(\varepsilon_\infty+2)}{9}} \qquad /146/$$

/როდესაც $F=E+\frac{4}{3}\pi\mathcal{P}$/ და

$$tg\delta=\frac{4\gamma_{\text{გამ.}}(1+\omega^2\theta^2)+\omega^2\theta\left(\frac{4\pi n_0 P_0^2}{3\kappa T}\right)}{\omega\varepsilon_\infty(1+\omega^2\theta^2)+\omega\frac{4\pi n_0 P_0^2}{3\kappa T}} \qquad /147/$$

/როდესაც $F=E$ /.

$tg\delta$ -ს გამომსახველ ორივე ფორმულას შეიძლება მიეცეს შემდეგი სახე:

$$tg\delta=\frac{4\gamma_{\text{გამ.}}(1+\omega^2\theta^2)+\omega^2\theta(\varepsilon_0-\varepsilon_\infty)}{\varepsilon_0+\varepsilon_\infty\omega^2\theta^2}\,; \qquad /148/$$

ამისათვის /146/ და /147/ ფორმულებში შემავალი წევრი $\frac{4\pi n_0 P_0^2}{3\kappa T}$ უნდა წარმოვადგინოთ ε_0-სა და ε_∞-ის საშუალებით.

იმ შემთხვევაში, როდესაც გამჭოლი გამტარობა ნულის ტოლია, $tg\delta$-ს გამოსახულება მარტივდება:

$$tg\delta=\frac{\omega^2\theta(\varepsilon_0-\varepsilon_\infty)}{\varepsilon_0+\varepsilon_\infty\omega^2\theta} \qquad /149/$$

აღსანიშნავია, რომ /145/ და /149/ ფორმულებით განსაზღვრული ε და $tg\delta$ არ არიან დამოკიდებული მოქმედ და საშუალო მაკროსკოპიულ ველთა თანაფარდობაზე, რაც იმას ნიშნავს, რომ ეს ფორმულები სამართლიანი უნდა იყოს ნებისმიერი შინაგანი ველისათვის / ε_0 და ε_∞ შეიცავენ შინაგანი ველის განმსაზღვრელ კოეფიციენტებს/.

აღსანიშნავია, რომ ε -სა და $tg\delta$ -ს ტემპერატურული და სიხშირული დამოკიდებულება ისეთივე სახისაა, როგორიც აქვს ყოველ დიელექტრიკს, თუკი მასში შესაძლებელია რელაქსაციური პროცესების განვითარება.

გავარკვიოთ ε-ს და $tg\delta$-ს სიხშირული და ტემპერატურული დამოკიდებულების ფიზიკური არსი. დავადგინოთ, თუ რატომ უნდა იყოს დაკავშირებული სითბოს გამოყოფა ორიენტაციული პოლარიზაციის დამყარების პროცესთან.

ელექტრულ ველში მყოფ სითხეში დიპოლის ენერგია არ არის საკმარისი იმისათვის, რომ დიპოლმა ველის პერიოდული ცვლილების დროს დაიწყოს რხევა. ამრიგად, ელექტრული ველი არ გვევლინება პოლარული მოლეკულის მაბრუნებელ ფაქტორად.

სითხეში დიპოლების ბრუნვისათვის საკმარისია სითბური მოძრაობის ენერგია. ამასთანაა დაკავშირებული ის, რომ θ დროის მუდმივა, ისევე როგორც τ რელაქსაციის დრო, რომელიც განსაზღვრავს პოლარიზაციის დამყარების სიჩქარეს, დამოკიდებულია სითბური მოძრაობის სიჩქარეზე და არა ველის დაძაბულობაზე. ველზე დამოკიდებულება თავს იჩენს მხოლოდ საკმარისად ძლიერი ველების შემთხვევაში. ჩვენთვის ცნობილია, რომ როდესაც პოლარიზაციის დამყარების დრო, გარკვეულ სიხშირეებსა და ტემპერატურაზე, ნაკლებია მოდებული ძაბვის პერიოდზე, დიელექტრიკული დანაკარგი, განპირობებული პოლარიზაციის დამყარების პროცესით, ძალზე მცირეა. თუ პოლარიზაცია ძაბვის პერიოდის განმავლობაში ვერ ასწრებს თუნდაც ნაწილობრივ დამყარებას /რაც იმას ნიშნავს, რომ $\theta \gg \frac{1}{\omega}$ /, $tg\delta$ იქნება ძალზე მცირე. ამ დროს, არ არის გამორიცხული, რომ დიელექტრიკული დანაკარგი არ იყოს მცირე, მაგრამ იგი არ იქნება დამოკიდებული ველის ცვლის სიხშირეზე. როდესაც პოლარიზაციის დამყარების დრო მოდებული ძაბვის პერიოდის რიგისაა, დიპოლური დანაკარგი დიდია და $tg\delta$-ს სიხშირეზე დამოკიდებულების მრუდი გადის მკვეთრ მაქსიმუმზე.

წარმოდგენილი სურათის გაგება ადვილია სითხეში პოლარული მოლეკულების მოძრაობის ხასიათის გარკვეულ მექანიზმზე დაყრდნობით.

ჩავთვალოთ, რომ დიპოლის ღერძის ორი ურთიერთსაწინააღმ-

დეგო მდებარეობა ეთანადება მისი პოტენციური ენერგიის მინიმუმს. ორივე მდებარეობაში დიპოლი "დამაგრებულია" /ბმულია/ სხვა დიპოლე-ბთან ურთიერთქმედების ძალებით. იმისათვის, რომ დიპოლი ერთი მდე-ბარეობიდან გადავიყვანოთ მეორეში, ე.ი. მოვაბრუნოთ 180^0-ით, უნ-და შესრულდეს გარკვეული მუშაობა დამაგრების ძალების საწინააღმდე-გოდ, ე.ი. სხვა დიპოლებთან ბმის ძალების დასაძლევად. მუშაობის სიდიდე განისაზღვრება ამ ორი მდებარეობის გამყოფი პოტენციური ჯებირით.

სითხეში პოლარული მოლეკულების მოძრაობა სრულიად ქაოსუ-რია და ეს გვაძლევს საშუალებას დავუშვათ, რომ ყოველი სივრცული ღერძის გასწვრივ /აღებულია ორთოგონალური ათვლის სისტემა/ განლა-გებულია დიპოლთა საერთო რაოდენობის ერთი მესამედი. აქედან ნახე-ვარი მიმართულია ღერძის დადებითი მიმართულების გასწვრივ და მეო-რე ნახევარი -მის საწინააღმდეგოდ. ელექტრულ ველში დიპოლის ენერ-გია ერთ მდებარეობაში იზრდება, ხოლო მეორეში-მცირდება; ერთი მდე-ბარეობა მეორესთან შედარებით ხდება ნაკლებად მდგრადი.

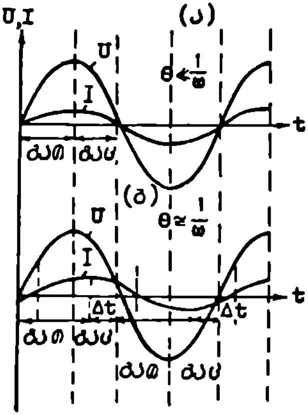
დიპოლის ენერგიის შემცირება ერთ-ერთ მდებარეობაში ტოლია იმ მუშაობისა, რომელიც სრულდება დიპოლის მობრუნების და ღერძის გა-სწვრივ დაყენების დროს. მობრუნებისას დიპოლები ველის ენერგიის ხა-რჯზე იძენენ დამატებით კინეტიკურ ენერგიას და, ამის შედეგად, მა-თი საშუალო კინეტიკური ენერგია იზრდება. სითბური მოძრაობის დროს ველის საწინააღმდეგოდ მობრუნებული დიპოლების საშუალო კინეტიკური ენერგია კი მცირდება; მობრუნებული დიპოლების კინეტიკური ენერგია იხარჯება ელექტრული ველის ძალების წინააღმდეგ შესრულებულ მუშაო-ბაზე.

პირველად გავარჩიოთ შემთხვევა, როდესაც პოლარიზაცია ასწრებს დამყარებას მოდების ძაბვის ნახევარპერიოდში. ეს იმას ნი-შნავს, რომ პოლარიზაცია ყოველ მომენტში მიჰყვება ძაბვის ცვლილებას.

ძაბვის აწევის დროის ყოველ მომენტში პოლარიზაცია ტოლი იქნება სტაციონარული მდგომარეობის სათანადო. პოლარიზაციისა ძაბვის მოცემული მყისა მნიშვნელობის დროს. სინუსოიდური კანონის მიხედვით, ძაბვის ზრდა იწვევს პოლარიზაციის ზრდას; ძაბვასთან ერთად აღწევს მაქსიმალურ მნიშვნელობას და მასთან ერთად იწყებს შემცირებას. ამ დროს იქმნება იმის ხელსაყრელი პირობები, რომ ველის გასწვრივ მიმართული დიპოლები შემობრუნდნენ 180^0-ით. ასეთი დიპოლების რაოდენობა ძაბვის შემცირების პროცესში იზრდება და, როდესაც ძაბვა ნულს გაუტოლდება, პოლარიზაცია ქრება. ეს იმას ნიშნავს, რომ ნახევარპერიოდის პირველ ნახევარში ველის გასწვრივ მიმართული დიპოლების რაოდენობის ნაჭარბი ნახევარპერიოდის მეორე ნახევარში ასწრებს კლებადი ველის საწინააღმდეგო მიმართულების მიღებას. ამ დროს დიპოლები იძენს შედარებით დიდი პოტენციური ენერგიის მდებარეობას, რაც წარმოებს მათი კინეტიკური ენერგიის ხარჯზე. ამგვარად, ველის ენერგიის ხარჯზე პერიოდის პირველ მეოთხედში მიღებული სითბური ენერგია იხარჯება პერიოდის მეორე მეოთხედში. გათბობა სრულად კომპენსირდება გაცივებით. იგივე მეორდება პერიოდის მეორე ნახევარშიც. ეს იმას ნიშნავს, რომ ველის ელექტრული ენერგია მისი პერიოდული ცვლილების პროცესში არ გადადის სითბოში და, მაშასადამე, დიელექტრიკული დანაკარგი ნულის ტოლია. ასეთია შედეგი, როდესაც პოლარიზაცია და ძაბვა ერთ ფაზაში იცვლებიან.

მივიღოთ, რომ პოლარიზაცია ჩამორჩება ძაბვას; იგი ძაბვის ნახევარპერიოდის განმავლობაში ვერ ასწრებს დასრულებას /$\theta \doteq \frac{1}{\omega}$/. როდესაც ძაბვა აღწევს მაქსიმალურ მნიშვნელობას, პოლარიზაციის ზრდა ჯერ კიდევ არ არის დამთავრებული; როდესაც ძაბვა იწყებს შემცირებას, პოლარიზაცია განაგრძობს ზრდას და მაქსიმუმს აღწევს კლებადი ძაბვის გარკვეული მნიშვნელობისას. ცხადია, ეს მაქსიმუმი ნაკლებია პირველ შემთხვევაში მიღებულ მაქსიმუმზე. მაქსიმუმის მიღწევის შემდეგ პოლარიზაცია მცირდება და მანამ, ვიდრე ეს შემცირება წარმოებს, პერიოდის

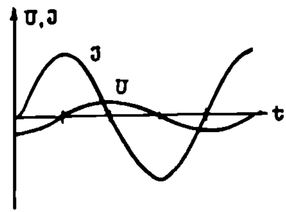
პირველი ნახევრის განმავლობაში /ველის მიმართულება ჯერ არ შეცვლილა/ მოგვცემს გაცივებას. ძაბვა რომ მიაღწევს ნულოვან მნიშვნელობას, კლებადი პოლარიზაცია ჯერ კიდევ არ იქნება მთლიანად გამქრალი და არც გაქრება, რადგან შებრუნებული ზრდადი ველი აღარ მისცემს დიპოლებს მისი საწინააღმდეგო მიმართულების მიღების შესაძლებლობას; დაიწყება შებრუნებული პროცესი, ე.ი. გაიზრდება ველის გასწვრივ მიმართული დიპოლების რაოდენობა და, მაშასადამე, დაიწყება გათბობის პროცესი. გარკვეულ მომენტში პოლარიზაცია გახდება ნულის ტოლი და, შემდეგ, როდესაც უკვე მიღებული აქვს შებრუნებული მიმართულება, მაქსიმუმზე გადავა უფრო გვიან, ვიდრე ძაბვა თავის მაქსიმუმზე. მთელი იმ დროის განმავლობაში, ვიდრე მოცემული ნიშნის პოლარიზაცია ველის უცვლელი მიმართულების დროს დაიწყებდეს შემცირებას, ადგილი ექნება გათბობას. აქედან კი, გათბობის დრო სჭარბობს გაცივების დროს და, ამრიგად, პირველი შემთხვევისაგან განსხვავებით /როდესაც $\theta \ll \frac{1}{\omega}$/ საერთო სითბური ბალანსი აღარ არის ნულის ტოლი, აღარ ხდება გაცივებით გათბობის სრული კომპენსირება. ამაში დარწმუნება ადვილია ნახაზის გამოყენებით /იხ. ნახაზი 18/. ნახაზზე წარმოდგენილია ორივე განხილული შემთხვევა, როგორც პირველი,



ნახ. 18

როდესაც საერთო სითბური ბალანსი ნულია /იხ. /ა//, ისე მეორე, როდესაც საერთო სითბური ბალანსი აღარ არის ნული /იხ./ბ//. /ბ/ ნახაზი გვიჩვენებს, რომ ერთი პერიოდის განმავლობაში გაციება წარმოებს მხოლოდ Δt დროის განმავლობაში. მთელ დანარჩენ დროში კი დიელექტრიკი თბება. ელექტრული ველის ენერგიის ნაწილი შეუქცევლად გადადის სითბურში, და, ამრიგად, ვღებულობთ დიელექტრიკულ დანაკარგს.

დანაკარგის მიღება, როგორც ვხედავთ, დაკავშირებულია ძაბვისა და პოლარიზაციის ფაზათა სხვაობის წარმოშობასთან; პოლარიზაცია, როდესაც $\theta \doteq \frac{1}{\omega}$ ვერ მისდევს ძაბვას და ჩამორჩება მას. ეს ჩამორჩენა დამოკიდებულია სიხშირეზე; სიხშირის ზრდა იწვევს ფაზათა სხვაობის ზრდას, რაც თავის მხრივ ზრდის დანაკარგის სიდიდეს. მაგრამ დანაკარგის ზრდას აქვს თავისი საზღვარი. მაქსიმალური დანაკარგი მიიღება ისეთი სიხშირის დროს, როდესაც ფაზათა სხვაობა ძაბვასა და პოლარიზაციას შორის მიაღწევს 90^0-ს /იხ. ნახ.19/. ამ დროს ადგილი აქვს მხოლოდ გათბობას; დიპოლები მობრუნდება მხოლოდ ველის გასწვრივ. ეს იმის გამო, რომ პოლარიზაცია მაქსიმუმს აღწევს იმ მომენტში, როდესაც ძაბვა ნულის ტოლია. ნახაზი გვიჩვენებს,რომ პოლარიზაცია შემცირდება მხოლოდ მაშინ, თუ ველმა მიასწრო მიმართულების შეცვლა. დროის Δt ინტერვალები, როდესაც ადგილი ჰქონდა გაციებას, აღებულ პირობებში გამორიცხულია.



ნახ. 19

სიხშირის შემდგომი გაზრდა დანაკარგის ზრდას აღარ გვაძლევს; ველი იმდენად ხშირად იცვლის თავის მიმართულებას, რომ პოლარიზაციის პროცესი ვეღარ ასწრებს განვითარებას.

მაღალ სიხშირეებზე ორიენტაციის პროცესი ვერ ვითარდება. ყოველი ნახევარპერიოდის განმავლობაში დიპოლები მხოლოდ მობრუნების დაწყებას ასწრებენ. მიუხედავად ამ დროს გამოყოფილი მცირე სითბური ენერგიისა, საბოლოო ჯამში ვღებულობთ სითბური ენერგიის საკმარისად დიდ მნიშვნელობას, ე.ი. დიდ დანაკარგს.

შევნიშნოთ, რომ ძაბვისა და ორიენტაციული პოლარიზაციის ფაზების სხვაობის კუთხე არ არის ტოლი დიელექტრიკული დანაკარგის კუთხისა, რომელიც უნდა განისაზღვროს როგორც ძაბვისა და სრული პოლარიზაციის ფაზათა სხვაობის კუთხე, და, ამდენად, იგი განპირობებულია არა მარტო ორიენტაციული პოლარიზაციით, არამედ სხვა სახის პროცესებითაც, რომლებშიც ყოველთვისაა ელექტრონული წანაცვლების პოლარიზაცია.

დიპოლური დანაკარგის სიხშირეზე დამოკიდებულების ფიზიკური არსის გაგება საშუალებას იძლევა გაირკვეს, თუ რატომაა ε და $tg\delta$ სიხშირეზე დამოკიდებული.

ჯერ ავხსნათ სიხშირის ზრდის დროს რატომ მცირდება ε დიელექტრიკული განვლადობა. აშკარაა, რომ ვიდრე პოლარიზაციის პროცესი მოასწრებს დამთავრებას, ε იქნება დიდი და თითქმის დამოუკიდებელი სიხშირეზე. როდესაც ω ხდება $\frac{1}{\theta}$-ს რიგისა /$\omega\theta \doteq 1$/, ე.ი. როდესაც ძაბვისა და ორიენტაციის პოლარიზაციის ფაზათა სხვაობა საკმარისად დიდია, სიხშირის ზრდის პროცესში ε იწყებს შემცირებას. ძალზე მაღალ სიხშირეებზე ორიენტაციული პოლარიზაცია ვეღარ მიჰყვება ველის ცვლილებას; ნახევარპერიოდის განმავლობაში ვერ ასწრებს განვითარებას და რხევის სიხშირის ზრდისას ε თანდათანობით უახლოვდება ε_∞ მუდმივ მნიშვნელობას, განპირობებულს ელექტრონული წანაცვლების პოლარიზაციით, რომელიც სინფაზურია ძაბვისა $10^{14} \div 10^{15}$ ჰერცის ტოლ რხევის სიხშირემდე.

$tg\delta$-ს სიხშირეზე დამოკიდებულება, ისევე როგორც ε-ის,

აიხსნება საკმაოდ მარტივად; მცირე სიხშირეებზე დიპოლური დიელექტრიკული დანაკარგი ნულის ტოლია /საერთო სითბური ბალანსი ნულის ტოლია/, ამ დროს მიღებული გამტარობის დანაკარგი კი სიხშირეზე არაა დამოკიდებული. ამის გამო სიხშირის ზრდისას $tg\delta$ მცირდება, რაც სრულ თანხმობაშია ზოგად თეორიაში მიღებულ ფორმულასთან:

$$tg\delta=\frac{KW}{\varepsilon\omega E_{ეფ.}^{2}},$$

რომლის თანახმადაც, როგორც ვხედავთ, $tg\delta$ სიხშირის უკუპროპორციულია.

დიელექტრიკული დანაკარგის მიღების შემდეგ W იზრდება სიხშირის ზრდასთან ერთად, ხოლო ε – მცირდება. ორივეს ერთდროული ცვლა იწვევს $tg\delta$-ს მკვეთრ ზრდას. მაღალ სიხშირეებზე, როგორც ვიცით, დიელექტრიკული დანაკარგი მაქსიმალური მნიშვნელობის მიღწევის შემდეგ აღარ იცვლება და, ამიტომ, სიხშირის ზრდა კვლავ გამოიწვევს $tg\delta$-ს შემცირებას $/W=const$, ხოლო $tg\delta\sim\frac{1}{\omega}/$. ამგვარად, ზოგადი თეორიის თანახმად, პოლარული მოლეკულების შემცველ თხიერ დიელექტრიკში დანაკარგის კუთხის ტანგენსის სიხშირეზე დამოკიდებულების გრაფიკი იძლევა მაქსიმუმს, $tg\delta$ გადადის მაქსიმუმზე. ეს შედეგი სრულ თანხმობაშია ცდის მონაცემებთან.

§ 10. დიპოლური დანაკარგის თეორია

პოლარულ სითხეებში დიპოლური დანაკარგის პირველი მათემატიკური თეორია დებაის ეკუთვნის.

დებაის თეორია არ არის ზუსტი, რადგან იგი ემყარება კლაუზიუს-მოსოტის განტოლებას, რომელიც თავის მხრივ მიღებულია იმ დაშვებაზე, რომ ახლომოქმედი ველი $E_2=0$ და მოქმედი ველი ტოლია ლორენცის ველისა: $F=E+\frac{4}{3}\pi\mathcal{P}$, სადაც E საშუალო მაკროსკოპიული ველია. ასეთი შეზღუდვით მიღებული განტოლება, ბუნებრივია, არ არის ზოგადი და მისი გამოყენება ყოველთვის არ არის შესაძლებელი. პოლარული დიელექტრიკებისათვის $E_2\neq0$ და, მაშასადამე, მისთვის ვერ გამოვიყენებთ ვერც კლაუზიუს-მოსოტის განტოლებას და ვერც ამ გან-

ტოლებაზე დამყარებულ თეორიას. მიუხედავად ამისა დებაის თეორიიდან გამომდინარე კანონზომიერებანი საკმარისად კარგად ასახავენ მოვლენათა თვისობრივ მხარეს და, ამდენად, ეს თეორია დღეისათვის არ წარმოადგენს მხოლოდ ისტორიულ ინტერესს.

დებაის მიხედვით, პოლარული მოლეკულა უნდა განვიხილოთ როგორც a რადიუსის მქონე მყარი სფერო, რომელიც ბრუნავს η სიბლანტის მქონე გარემოში. დებაის თანახმად, ხახუნის ძალა ემორჩილება სტოქსის კანონს და, მაშასადამე, ხახუნის კოეფიციენტი გამოითვლება ფორმულიდან:

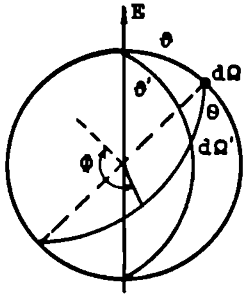
$$\xi = 8\pi\eta a^3 .$$

დიპოლების განაწილებაზე ორი ფაქტორი მოქმედებს. ერთია სითბური მოძრაობა, ხოლო მეორე- ელექტრული ველი. პირველი ხელს უშლის დიპოლების ორიენტირებას, მათ განლაგებას ველის გასწვრივ, ხოლო მეორე, პირიქით, ცდილობს მათ დალაგებას ერთი მიმართულებით.

გაზებში პოლარული მოლეკულების განლაგება ქაოსურია. დიპოლებისათვის ყოველი მიმართულება ტოლალბათიანია. ამ სურათის სითხეებზე გადატანა სასურველ შედეგს არ იძლევა; თეორიასა და ცდის მონაცემებს შორის რაოდენობრივი თანხვედრა აღარ მიიღება. ეს იმას ნიშნავს, რომ სითხეებში პოლარული მოლეკულები /დიპოლები/ არ არის სრულიად ქაოსურად განაწილებული. მიუხედავად ამისა, სითხეებისთვისაც იყენებენ გაზური სტატისტიკის ძირითად კანონებს. ეს გამართლებულია იმით, რომ კარგად აღიწერება მოვლენათა თვისობრივი მხარე.

გავეცნოთ სითხეებში დიპოლური დანაკარგის დებაის თეორიას. ვთქვათ, ყველა პოლარული მოლეკულა თავმოყრილია ერთეულოვანი რადიუსის მქონე / $r=1$/ სფეროს ცენტრში. დავუშვათ, რომ როდესაც ელექტრული ველი არა გვაქვს, დიპოლთა ღერძების ყველა მიმართულება ტოლალბათიანია. ეს იმას ნიშნავს, რომ დიპოლთა ღერძების მიმართულებისა და სფეროს ზედაპირის გადაკვეთის წერტილები ერთნაირი სიმკვრივითაა განაწი-

ლებული სფეროს მთელ ზედაპირზე. გადაკვეთის წერტილთა სიმკვრივე აღვნიშნოთ ρ -თი, მაშინ, დაშვების თანახმად, გვექნება: $\rho=const$.



ნახ.20

ჩავრთოთ ელექტრული ველი, რომელიც მიმართულია ვერტიკალურად ზევით /იხ.ნახ.20/. ეს გამოიწვევს პოლარული მოლეკულების /დიპოლების/ ნაწილობრივ ორიენტირებას და, ამის შემდეგ, გადაკვეთის წერტილთა სიმკვრივე აღარ იქნება მუდმივი; იგი იცვლება და მინიმალურ მნიშვნელობას ღებულობს ეკვატორზე, ხოლო მაქსიმალურს-პოლუსზე.

სითბური მოძრაობა ცდილობს სიმკვრივის გათანაბრებას მთელ მოცულობაში. მაშასადამე, გადაკვეთის წერტილთა სიმკვრივის დარღვევამ უნდა აღძრას დიპოლთა "დიფუზიის" პროცესი, რომელიც მიმართული იქნება სიმკვრივის გათანაბრებისაკენ, ე.ი. დიპოლთა თანაბარი განაწილებისაკენ. ამგვარად, მუდმივი ველის ჩართვის შემდეგ მიმდინარეობს ორი პროცესი: ერთი ორიენტაციის /აღძრულია E ველით/და მეორე- დეზორიენტაციის, რომელიც შებრუნებული "დიფუზიის" შედეგია. მაშინ, როდესაც გარკვეულ დროში ორიენტირებული დიპოლების რაოდენობა ტოლი გახდება იმავე დროში დეზორიენტირებულ დიპოლთა რაოდენობისა, მიიღწევა სტაციონარული მდგომარეობა და დამყარდება დიპოლთა გარკვეული არათანაბარი განაწილება. ცხადია, რომ არასტაციონარული მდგომარეობის მიღებას ჭირდება გარკვეული დრო.

მე-20 ნახაზზე წარმოდგენილ ერთეულოვან სფეროზე გამოვყოთ უსასრულოდ მცირე $d\Omega$ ფართობი. დიპოლთა ღერძების კვალთა რაოდენობა /დიპოლთა ღერძებისა და სფერული ზედაპირის გადაკვეთის წერტილთა რაოდენობა/ ამ ფართობზე იქნება $\rho d\Omega$. ზედაპირის $d\Omega$ სხვადასხვა ელემენტისათვის ρ -ს რაოდენობრივი მნიშვნელობა სხვადასხვაა, მაგრამ, ცხადია, ერთი და იმავე ϑ სიგანეზე მდებარე $d\Omega$ ელემენტებისათვის ρ იქნება უცვლელი. ეს იმით აიხსნება, რომ ველის მიმართ ϑ კუთხით მობრუნებული ყველა დიპოლი განიცდის ერთი და იმავე მაბრუნებელი მომენტის მოქმედებას; იმის გამო, რომ ρ წარმოადგენს მხოლოდ ϑ -ს ფუნქციას, $d\Omega$ ელემენტი შეიძლება წარმოვიდგინოთ როგორც სფერული რგოლი, $d\Omega = 2\pi \sin\vartheta d\vartheta$ ფართობით.

ვიპოვოთ ρ -ს დროზე დამოკიდებულება. მოცემულ $d\Omega$ ელემენტზე ρ -ს ცვლილებას იწვევს ერთი მხრივ, სითბური მოძრაობა, ხოლო მეორე მხრივ, ელექტრული ველის მოქმედება. პირველი ფაქტორით გამოწვეული ცვლილება აღვნიშნოთ Δ_1 -ით, მეორე ფაქტორით გამოწვეული კი- Δ_2 -ით. ρ -ს ცვლილების სიჩქარე არის $\frac{d\rho}{dt}$, ხოლო $d\Omega$ ფართობზე დიპოლების ღერძთა კვალების რაოდენობის ცვლილების სიჩქარე ტოლია $\frac{d\rho}{dt}d\Omega$. ამგვარად, ρ "სიმკვრივის" საერთო ცვლილება δt დროში იქნება

$$\frac{d\rho}{dt}d\Omega\,\delta t=\Delta_1+\Delta_2\,. \qquad /150/$$

როგორც ვხედავთ, /150/ ფორმულამ $\rho(t)$ ფუნქციის მოძებნა დაიყვანა Δ_1 და Δ_2-ის დროზე დამოკიდებულების განსაზღვრამდე. ცხადია, დრო უნდა აითვალოს ველის ჩართვის მომენტიდან. ისიც აშკარაა, რომ დროის ხანგრძლივობა განსაზღვრულია ρ -ს ცვლილების ხანგრძლივობით. მუდმივ ელექტრულ ველში ρ -ს ცვლილება კი გრძელდება სტაციონარული მდგომარეობის მიღებამდე.

$\rho(t)$ დამოკიდებულების დადგენა გავარკვევს, თუ როგორ მი-

მრინარეობს მყრმივე ველის პირობებში ორიენტაციული პოლარიზაციის მიღების პროცესი, რომელიც განაპირობებს რელაქსაციურ დიელექტრიკულ დანაკარგს.

განვიხილოთ ცალ-ცალკე ორივე მდგენელი- როგორც Δ_1, ისე Δ_2. Δ_1 -ის ცვლილება, თავის მხრივ, განპირობებულია ორი მიზეზით: ერთი განსაზღვრავს $d\Omega$ ელემენტში δt დროის განმავლობაში შესულ დიპოლთა რაოდენობას, მეორე კი- იმავე დროში ამ ელემენტიდან გამოსულ დიპოლთა რაოდენობას. $d\Omega$ ელემენტის სიმცირის გამო შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ δt დროში ამ ელემენტიდან გამოდის ყველა დიპოლი და გადადის სფეროს ზედაპირის სხვა ელემენტებში. ე.ი. დიპოლების /დიპოლთა ღერძების/ შემცირება ტოლია:-$\rho d\Omega$. $d\Omega$ ელემენტში შესულ დიპოლთა ღერძების გამოსათვლელად მოვიქცეთ შემდეგნაირად: სფეროს ზედაპირზე გამოვყოთ მეორე უსასრულოდ მცირე $d\Omega'$ ელემენტი, რომლის რადიუს-ვექტორი E ღერძთან ქმნის ϑ' კუთხეს. $d\Omega$ და $d\Omega'$ ელემენტების რადიუსვექტორებს შორის კუთხე აღვნიშნოთ θ -თი. $Wd\Omega$ იყოს იმის ალბათობა, რომ რომელიმე დიპოლის ღერძი δt დროის განმავლობაში შემობრუნდება θ კუთხით და მოხვდება $d\Omega$ სიდიდის ზედაპირის ელემენტში; W წარმოადგენს მხოლოდ θ კუთხის ფუნქციას. ცხადია,

$$\int W d\Omega = 1, \qquad /151/$$

ვინაიდან მთელ ზედაპირზე ინტეგრირების შედეგად ვღებულობთ იმის ალბათობას, რომ დიპოლის ღერძი მოხვდება ზედაპირის რომელიმე ელემენტში /დიპოლის ბოლო მოხვდება სფეროს ზედაპირის რომელიმე წერტილში/. ამ ხდენილობის ალბათობა კი ერთის ტოლია. დიპოლთა ღერძების რაოდენობა $d\Omega'$ ელემენტში ტოლია $\rho' d\Omega'$ რადგან $d\Omega'$ -დან $d\Omega$--ში გადასვლის ალბათობა δt დროის განმავლობაში $Wd\Omega$-ს ტოლია, ამიტომ δt დროში $d\Omega'$ -დან $d\Omega$ -ში გადასულ დიპოლთა ღერძების რაოდენობა ტოლი იქნება $Wd\Omega\rho' d\Omega'$. ამ გამოსახულების ინტეგრირება მთელ ზედაპირზე, იმ პირობის დაცვით, რომ $d\Omega = const$,

ხოლო $d\Omega'$ იცვლება, მოგვცემს $d\Omega$ -ში მოხვედრილ ყველა დიპოლის რაოდენობას: $d\Omega\int W\rho' d\Omega$

ამგვარად, სითბური მოძრაობის შედეგად მიღებული დიპოლთა რაოდენობის ნაზრდი $d\Omega$ -ში ტოლია:

$$\Delta_1 = -\rho\, d\Omega + d\Omega \int W \rho' d\Omega',$$

ანუ

$$\Delta_1 = d\Omega\left(\int W\rho' d\Omega' - \rho\right). \qquad /152/$$

/152/ ფორმულაში ინტეგრალი შევცვალოთ გარკვეული საშუალო მნიშვნელობით იმის მხედველობაში მიღებით, რომ ρ' არის მხოლოდ ϑ -ს ფუნქცია. დავშალოთ იგი $\vartheta' - \vartheta$ ხარისხებად. ϑ' და ϑ , როგორც მე-20 ნახ. გვიჩვენებს, განსაზღვრავენ შესაბამისად $d\Omega'$ -სა $d\Omega$ -ს მდებარეობებს.

შემოვიტანოთ აღნიშვნა

$$\vartheta' - \vartheta = \varphi,$$

მაშინ

$$\rho' = \rho + \varphi \frac{\partial \rho}{\partial \vartheta} + \frac{\varphi^2}{2} \frac{\partial^2 \rho}{\partial \vartheta^2}. \qquad /153/$$

ვინაიდან, შეჯახებების თანახმად, δt დრო მცირე სიდიდეა, მცირე იქნება დიპოლის ღერძის φ შემობრუნების კუთხეც. ამიტომაა, რომ ρ' -ის გაშლაში დავკმაყოფილდით სამი წევრით.

/153/ გამოსახულება შევიტანოთ /152/ ფორმულის ინტეგრალში, მივიღებთ:

$$\int W\rho' d\Omega' = \rho \int W d\Omega' + \frac{\partial \rho}{\partial \vartheta} \int \varphi W d\Omega' + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \rho}{\partial \vartheta^2} \int \varphi^2 W d\Omega'; \qquad /154/$$

ვინაიდან ρ დამოკიდებულია მხოლოდ ϑ -ზე, ამიტომ ρ და მისი ϑ -თი წარმოებულები გამოტანილია ინტეგრალს გარეთ, რადგან ინტეგრირება θ -თი წარმოებს.

განვიხილოთ /154/ ფორმულის მარჯვენა მხარის წევრები. ცხადია,

$$\int W d\Omega' = 1 ;$$

$$\int \varphi W d\Omega' = \bar{\varphi} ,$$

სადაც $\bar{\varphi}$ არის დიპოლის ღერძის საშუალო მობრუნების კუთხე δt დროში, ხოლო

$$\int \varphi^2 W d\Omega' = \overline{\varphi^2},$$

სადაც $\overline{\varphi^2}$ არის მობრუნების კუთხის კვადრატის საშუალო.

ამგვარად,

$$\int W \rho' d\Omega' = \rho + \bar{\varphi}\frac{\partial \rho}{\partial \vartheta} + \frac{\overline{\varphi^2}}{2}\frac{\partial^2 \rho}{\partial \vartheta^2} . \qquad /155/$$

გამოვსახოთ დიპოლის ღერძის მობრუნება /გადანაცვლება/, როგორც Θ-ს, ϑ-ს და ϕ /იხ. ნახაზი 20/ კუთხეების ფუნქცია და მერე განვსაზღვროთ φ-ს და $\overline{\varphi^2}$-ის საშუალო მნიშვნელობანი.

სფერული ტრიგონომეტრიის თანახმად

$$\cos\vartheta' = \cos\vartheta\cos\Theta + \sin\vartheta\sin\Theta\cos\phi \qquad /156/$$

ჩვენს შემთხვევაში Θ მცირეა და, ამიტომ,

$$\cos\vartheta' = \cos\vartheta - \frac{\cos\vartheta}{2}\Theta^2 + \Theta\sin\vartheta\cos\phi , \qquad /157/$$

რადგან მცირე Θ-თვის $\cos\Theta = 1 - \frac{\Theta^2}{2}$.

ვუშვებთ, რომ $\vartheta' = \vartheta + \varphi$, სადაც φ მცირეა. გავამწკრივოთ $\cos\vartheta'$, გვექნება:

$$\cos\vartheta' = \cos\vartheta - \varphi\sin\vartheta - \frac{\varphi^2}{2}\cos\vartheta. \qquad /158/$$

გავამწკრივოთ φ, როგორც Θ-ს ფუნქცია:

$$\varphi = \alpha\Theta + \beta\Theta^2, \qquad /159/$$

სადაც α და β წარმოადგენენ ϑ და ϕ კუთხეების ფუნქციებს. ვინაიდან $\Theta=0$ გვაძლევს $\varphi=0$, ცხადია, φ-ს გამწკრივებაში არ უნდა შედიოდეს Θ-ს არშემცველი წევრი.

/159/ გამოსახულება შევიტანოთ /158/-ში, მივიღებთ:

$$\cos\vartheta' = \cos\vartheta - \alpha\Theta\sin\vartheta - \beta\Theta^2\sin\vartheta - \frac{\alpha^2}{2}\Theta^2\cos\vartheta. \qquad /160/$$

მიღებული გამოსახულება შევადაროთ /157/-ს და გავუტოლოთ ერთმანეთს Θ-ს ერთნაირი ხარისხთან მდგომი კოეფიციენტები, მივიღებთ:

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= -\cos\phi \\ \beta &= \frac{\sin^2\phi}{2}\operatorname{ctg}\vartheta \end{aligned}\right\} \qquad /161/$$

α და β -ს გამოსახულებანი შევიტანოთ /159/ ფორმულაში, გვექ-ნება

$$\varphi = -\theta\cos\phi + \frac{\theta^2}{2}\sin^2\phi \, ctg\vartheta . \qquad /162/$$

ვიპოვოთ φ -ს საშუალო მნიშვნელობა. ვინაიდან ზედაპირის ელე-მენტის ფართობი $d\Omega' = \sin\theta d\theta d\phi$, ამიტომ,

$$\bar{\varphi} = \int\left(-\theta\cos\phi + \frac{\theta^2}{2}\sin^2\phi \, ctg\vartheta\right) W \sin\theta d\theta d\phi . \qquad /163/$$

ინტეგრირება წარმოებს გადანაცვლების განმსაზღვრელი ორი ცვლადით – θ -თი და ϕ -თ. ვინაიდან ϑ განსაზღვრავს დიპოლის ღერძის მდებარეობას ელექტრული ველის მიმართ, რომლის მიმართულებას ამ შემთხვევაში არა აქვს მნიშვნელობა /ვიხილავთ მხოლოდ სითბურ მოძრაობას/, ამიტომ ინტეგრირების დროს მას მივიჩნევთ მუდმივ სიდიდედ.

/163/ ინტეგრალი შეიძლება დაიშალოს ორ წევრად:

პირველი:

$$\int_0^{\pi} W\theta\sin\theta d\theta \int_0^{2\pi}\cos\phi d\phi = 0, \qquad /164/$$

ვინაიდან ϕ -თ აღებული ინტეგრალი ნულის ტოლია;

მეორე:

$$\frac{ctg\vartheta}{2}\int_0^{\pi} W\theta^2\sin\theta d\theta \int_0^{2\pi}\sin^2\phi d\phi, \qquad /165/$$

რომელშიც

$$\int_0^{2\pi}\sin^2\phi d\phi = \frac{1}{2}\int_0^{2\pi} d\phi - \left|\frac{1}{2}\sin\phi\cos\phi\right|_0^{2\pi} = \frac{1}{2}\int_0^{2\pi} d\phi . \qquad /166/$$

შევიტანოთ ეს გამოსახულება /165/-ში. ინტეგრალის ნიშნის ქვეშ მივიღებთ გამოსახულებას $\sin\theta d\theta d\phi$, რომელიც ტოლია $d\Omega'$ ელე-მენტის ზედაპირისა. ამიტომ /165/ გამოსახულება შეიძლება წარმო-ვადგინოთ შემდეგი სახით:

$$\frac{ctg\vartheta}{4}\int W\theta^2 d\Omega' = \frac{ctg\vartheta}{4}\,\overline{\theta^2}, \qquad /167/$$

სადაც $\overline{\theta^2}$ არის θ^2-ის საშუალო მნიშვნელობა.

ამგვარად, /163/ ფორმულით წარმოდგენილი $\bar{\varphi}$ ტოლია

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{4}\, ctg\vartheta\,\overline{\theta^2}. \qquad /168/$$

ასევე გამოითვლება $\overline{\varphi^2}$ -ც. იგი ტოლია

$$\overline{\varphi^2}=\int\varphi^2 W d\Omega'=\frac{\overline{\theta^2}}{2}\cdot \qquad /169/$$

$\overline{\varphi}$ და $\overline{\varphi^2}$-ს მიღებული გამოსახულებანი შევიტანოთ /155/-ში, ვღებულობთ

$$\int W\rho' d\Omega'=\rho+\frac{ctg\vartheta}{4}\overline{\theta^2}\frac{\partial\rho}{\partial\vartheta}+\frac{\overline{\theta^2}}{4}\frac{\partial^2\rho}{\partial\vartheta^2}, \qquad /170/$$

ხოლო Δ_1, ე.ი. $d\Omega$ ელემენტში δt დროში დიპოლთა ღერძების რაოდენობის გაზრდა ტოლია

$$\Delta_1=\frac{\overline{\theta^2}}{4}\left(ctg\vartheta\frac{\partial\rho}{\partial\vartheta}+\frac{\partial^2\rho}{\partial\vartheta^2}\right)\cdot \qquad /171/$$

ამ ფორმულის თანახმად, როდესაც ρ არ არის ϑ-ზე დამოკიდებული, ე.ი. როდესაც არა გვაქვს ელექტრული ველი, $\Delta_1=0$. ამ დროს გვაქვს მხოლოდ სითბური მოძრაობა და $d\Omega$ ელემენტში მუდმივი დიპოლთა ღერძების რაოდენობა. ველში ρ დამოკიდებულია ϑ-ზე, $\Delta_1\neq 0$ და სითბური მოძრაობის შედეგად $d\Omega$-ში შესულ და გამოსულ დიპოლთა ღერძების რაოდენობა აღარ არის ტოლი. სითბური მოძრაობა ცდილობს იქ გაზარდოს დიპოლთა რაოდენობის სიმკვრივე, სადაც ველი ამცირებს მას, ე.ი. თუ ელექტრული ველი ცდილობს დიპოლთა ღერძების პოლუსისაკენ მობრუნებას, სითბური მოძრაობა, პირიქით-აბრუნებს მათ საწინააღმდეგო მიმართულებით.

გამოვთვალოთ Δ_2, ე.ი. ელექტრული ველის მოქმედების შედეგად $d\Omega$ ელემენტში შესული დიპოლთა ღერძების რაოდენობა. დიპოლზე, რომელიც ველის მიმართულებასთან ქმნის ϑ კუთხეს, მოქმედებს მექანიკური მომენტი

$$M=P_0 E\sin\vartheta, \qquad /172/$$

სადაც P_0 არის დიპოლის მომენტი /პოლარული მოლეკულის საკუთარი ელექტრული მომენტი/. ამ მომენტის გავლენით დიპოლი იწყებს ბრუნვას. დებაის თანახმად, ეს ბრუნვა ისევე წარმოებს, როგორც — ბლანტ არეში მყარი სხეულის ბრუნვა. ბლანტ არეში ბრუნვის კუთხური სიჩქარე გარკვეული დროის შემდეგ ხდება მუდმივი, ე.ი. $\omega=\frac{d\vartheta}{dt}=const$. ხახუნის ძალა ქმნის საწინააღმდეგო მომენტს, რომელიც კუთხური სიჩქარის პრო-

პორციულია. თანაბარი ბრუნვის დროს ორივე მომენტი ტოლია, ე.ი.

$$M = \xi \frac{d\vartheta}{dt}, \qquad /173/$$

სადაც ξ არის ბრუნვითი მოძრაობის ხახუნის კოეფიციენტი.

ამგვარად, δt დროში E ღერძისაკენ გადანაცვლება, ე.ი. კუთხური მანძილი ტოლია

$$\delta\vartheta = \frac{M}{\xi}\delta t. \qquad /174/$$

გამოვთვალოთ იმ დიპოლთა რაოდენობა, რომლებიც ელექტრული ველის მოქმედებისას შედის $d\vartheta$ სიგანის სფერულ ზონაში, რომლის ზედა ნაპირი E ღერძთან ქმნის ϑ კუთხეს. ამ ზონის ზემოთა წრიდან ზონაში δt დროის განმავლობაში შევა $2\pi\sin\theta d\vartheta\rho$ დიპოლი, სადაც ρ დიპოლთა ღერძების განაწილების სიმკვრივეა, ხოლო $\delta\vartheta$ ის კუთხე, რომლითაც დიპოლები მობრუნდებიან δt დროში. იმ დიპოლთა ღერძების რაოდენობა, რომლებიც დროის იმავე δt ინტერვალში ასწრებენ ზონიდან გამოსვლას ქვედა წრეზე გავლით, /რომლის კოორდინატაა $\vartheta+d\vartheta$/ შეიძლება დავუშვათ, რომ ტოლია:

$$2\pi\sin\vartheta\delta\vartheta\rho+\frac{\partial}{\partial\vartheta}\left(2\pi\sin\vartheta\delta\vartheta\rho\right)d\vartheta. \qquad /175/$$

ზონაში დიპოლთა ღერძების რაოდენობის ნაზრდისათვის ზონაში შესულ დიპოლთა ღერძების რაოდენობას უნდა გამოვაკლოთ ზონიდან გამოსული ღერძების რაოდენობა, მივიღებთ

$$\Delta_2=-\frac{\partial}{\partial\vartheta}\left(2\pi\sin\vartheta\delta\vartheta\cdot\rho\right)d\vartheta=-\frac{\partial}{\partial\vartheta}\left(2\pi\frac{M}{\xi}\sin\vartheta\delta t\rho\right)d\vartheta, \qquad /176/$$

სადაც $\delta\vartheta$-ს მაგიერ, თანახმად /174/ ფორმულისა, შეტანილია $\frac{M}{\xi}\delta t$ გამოსახულება.

/150/-ში შევიტანოთ Δ_1-სა და Δ_2-ის მიღებული გამოსახულებანი, გვექნება:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}\delta t d\Omega=d\Omega\frac{\overline{\theta^2}}{4}\left(ctg\vartheta\frac{\partial\rho}{\partial\vartheta}+\frac{\partial^2\rho}{\partial\vartheta^2}\right)-$$

$$-\frac{\partial}{\partial\vartheta}\left(2\pi\rho\frac{M}{\xi}\sin\vartheta\delta t\right)d\vartheta. \qquad /177/$$

ფორმულაში შემავალ $d\Omega$-ში შეგვიძლია ვიგულისხმოთ $d\vartheta$ სიგანის

მქონე სფერული ზონის /რგოლის / ზედაპირი, ე.ი.

$$d\Omega = 2\pi \sin\vartheta \, d\vartheta . \qquad /178/$$

/177/ გამოსახულების ორივე მხარე გავყოთ $2\pi \sin\vartheta \, d\vartheta \, \delta t$ -ზე, გვექნება:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\overline{\theta^2}}{4\delta t}\left(ctg\vartheta \frac{\partial \rho}{\partial \vartheta} + \frac{\partial^2 \rho}{\partial \vartheta^2}\right) - \frac{1}{\sin\vartheta}\frac{\partial}{\partial \vartheta}\left(\rho \frac{M}{\xi}\sin\vartheta\right). \qquad /179/$$

ეს გამოსახულება შეიძლება გარდაიქმნას და მიეცეს შემდეგი სახე:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{\sin\vartheta}\frac{\partial}{\partial \vartheta}\left[\sin\vartheta\left(\frac{\overline{\theta^2}}{4\delta t}\frac{\partial \rho}{\partial \vartheta} - \frac{M}{\xi}\rho\right)\right]. \qquad /180/$$

/180/ განტოლება ის ძირითადი დიფერენციული განტოლებაა, რომელიც უკავშირებს ρ განაწილების ფუნქციას ϑ კუთხესა და t დროს.

/180/ ფორმულაში უცნობ სიდიდეს წარმოადგენს $\overline{\theta^2}$ / θ დიპოლის ღერძის გადანაცვლების/მობრუნების/ სიდიდეა/. მისი განსაზღვრისათვის დავუშვათ, რომ უკვე მიღწეულია სტაციონარული მდგომარეობა ელექტრულ ველში, ე.ი. $\frac{\partial \rho}{\partial t}=0$. ამ დროს

$$\left[\sin\vartheta\left(\frac{\overline{\theta^2}}{4\delta t}\frac{\partial \rho}{\partial \vartheta} - \frac{M}{\xi}\rho\right)\right] = const$$

/ეს const შეიძლება ტოლი იყოს ნულისა/.

პოლარიზაციის განხილვისას მტკიცდება, რომ მუდმივ ელექტრულ ველში პოლარული მოლეკულების /დიპოლების/ ღერძთა განაწილების ფუნქცია ტოლია

$$\rho = A e^{\frac{P_0 E}{kT}\cos\vartheta}, \qquad /181/$$

სადაც k ბოლცმანის მუდმივაა, ხოლო T -აბსოლუტური ტემპერატურა. ρ -ს ϑ -თი წარმოებული შესაბამისად ტოლია:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \vartheta} = -\rho \frac{P_0 E}{kT}\sin\vartheta \qquad /182/$$

/181/ და /182/ ფორმულები შევიტანოთ /180/ ფორმულაში. იმისათვის, რომ მიღებული გამოსახულების მარჯვენა მხარეს მდგომი წარმოებული გახდეს ნულის ტოლი /სტაციონარულ მდგომარეობაში $\frac{\partial \rho}{\partial t}=0$/, უნდა დაკმაყოფილდეს ტოლობა:

$$\overline{\theta^2} = \frac{kT}{\xi}4\delta t . \qquad /183/$$

შევიტანოთ $\overline{\Theta^2}$-ის გამოსახულება /180/-ში, საბოლოოდ მივიღებთ:

$$\xi\frac{\partial\rho}{\partial t}=\frac{1}{\sin\vartheta}\frac{\partial}{\partial\vartheta}\left[\sin\vartheta\left(kT\frac{\partial\rho}{\partial\vartheta}-M\rho\right)\right]; \qquad /184/$$

/184/ ფორმულაში შედის ბრუნვითი მოძრაობის ξ ხახუნის კოეფიციენ-ტი, რომელიც, სტოკსის თანახმად, ტოლია:

$$\xi=8\pi\eta a^3,$$

სადაც a არის სფერული ფორმის მოლეკულის რადიუსი.

იმისათვის, რომ დანაკარგის დიპოლური თეორიის ფორმულებს მივცეთ ჩვეულებრივი სახე, ξ-ის ნაცვლად შემოვიტანოთ τ "რელაქ-საციის დრო", რომლის ფიზიკური შინაარსი ისეთივეა როგორიც ჰქონდა ადრე შემოტანილ θ დროის მუდმივას.

განვსაზღვროთ ის დრო, ათვლილი ველის გამორთვის მომენტი-დან, რომელიც საჭიროა იმისათვის, რომ დიპოლების განაწილება დაუბ-რუნდეს თავის ნორმალურ, სავსებით უწესრიგო /ქაოსურ/ განაწილებას.

დავუშვათ, რომ ველის ამორთვამდე $E=E_0$, ხოლო $t=0$ ამორთვის მომენტში $E=0$. ეს იმას ნიშნავს, რომ M მექანიკური მომე-ნტი, რომელიც მოქმედებს დიპოლზე ელექტრულ ველში, როდესაც $t>0$, უდრის ნულს, ე.ი. თუ $t>0$, $M=0$ და /184/ ფორმულა ღებულობს შემდეგ სახეს:

$$\xi\frac{\partial\rho}{\partial t}=\frac{kT}{\sin\vartheta}\,\frac{\partial}{\partial\vartheta}\left(\sin\vartheta\frac{\partial\rho}{\partial\vartheta}\right). \qquad /185/$$

საძიებელი დროის მისაღებად გავაინტეგრალოთ /185/ განტოლება.

/185/ განტოლების ამონახსნს ექნება შემდეგი სახე:

$$\rho=A\left(1+\frac{p_0E_0}{kT}\alpha(t)\cos\vartheta\right), \qquad /186/$$

სადაც $\alpha(t)$ არის დროის საძიებელი ფუნქცია. ვიპოვოთ ρ-ს კერძო წარმოებულები t და ϑ-თი, მივიღებთ:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}=A\frac{p_0E_0}{kT}\cos\vartheta\frac{d\alpha}{dt}; \qquad /187/$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial\vartheta}=-A\frac{p_0E_0}{kT}\sin\vartheta\,\alpha(t). \qquad /188/$$

/185/-ში შევიტანოთ გაწარმოებით მიღებული ფორმულები, გვექნება:

$$\frac{\xi}{kT}\frac{\partial\alpha}{\partial t} = -2\alpha(t), \qquad /189/$$

რომლის ინტეგრირება მოგვცემს:

$$\alpha = e^{-\frac{2kT}{\xi}t}, \qquad /190/$$

სადაც ინტეგრირების მუდმივა მიღებულია ერთის ტოლად. /190/ ფორმულა შევიტანოთ /186/ ფორმულაში. $t=0$ მომენტში, ე.ი. ძაბვის მოხსნის მომენტში, დიპოლთა ღერძების განაწილება უნდა იყოს ჯერ კიდევ ისეთი, როგორიც გვქონდა მუდმივი ძაბვის დროს. ამ შემთხვევაში /186/ ფორმულა გვაძლევს

$$\rho = A\left(1+\frac{P_0E_0}{kT}\cos\vartheta\right) \qquad /191/$$

რადგან, თუ $t=0$, $\alpha(t)=1$.

თუ /181/ ფორმულას გავშლით მწკრივად და შემოვისაზღვრებით პირველი ორი წევრით, მივიღებთ /191/ გამოსახულებას. ამგვარად, /186/ ფორმულა $t=0$ მომენტისათვის იძლევა სწორ მნიშვნელობას. თუ $t=\infty$, მაშინ $\alpha(t)=0$ და $\rho=A$; ე.ი. განაწილების ფუნქცია /დიპოლების ღერძთა სიმკვრივე/ მუდმივია; დიპოლთა ღერძები თანაბრადაა განაწილებული მთელ სფეროზე ისე, როგორც უნდა იყოს ეს მუდმივი ძაბვის პირობებში.

დიპოლის მომენტის საშუალო მდგენელი ელექტრული ველის გასწვრივ

$$\overline{P_E} = \frac{\int \rho P_0\cos\vartheta\, d\Omega}{\int d\Omega}; \qquad /192/$$

/186/ ფორმულას თუ შევიტანთ /192/-ში, მივიღებთ:

$$\overline{P_E} = \frac{P_0^2E_0}{3kT}e^{-\frac{2kT}{\xi}t}. \qquad /193/$$

$t=0$ მომენტისათვის, ველის გასწვრივი საშუალო მომენტი ტოლია

$$\overline{P_E} = \frac{P_0^2E}{3kT}, \qquad /194/$$

რაც წარმოადგენს ცნობილ გამოსახულებას[1].

1/ იხ. ა.ი შ ხ ნ ე ლ ი, "დიელექტრიკების პოლარიზაცია", თბილისი, 1977.

როდესაც $t=\infty$, $\overline{P_E}=0$, რაც სავსებით მოსალოდნელია, ვინაიდან დიპოლთა სრულიად მოუწესრიგებელი განაწილების დროს დიპოლის მომენტის ველის გასწვრივ საშუალო მდგენელი ტოლი უნდა იყოს ნულისა. $\overline{P_E}$ თავისი საწყისი მნიშვნელობიდან ნულოვან მნიშვნელობამდე კლებულობს ექსპონენციალური კანონის მიხედვით, ე.ი. იმავე კანონით, რომელსაც ემორჩილება დენის დაცემა კონდენსატორში აბსორბციის მქონე დიელექტრიკით. "რელაქსაციის დრო" განვსაზღვროთ ტოლობით:

$$\tau=\frac{\xi}{2kT}, \qquad /195/$$

მაშინ

$$\overline{P_E}=\frac{P_0^2 E}{3kT}e^{-\frac{t}{\tau}} \qquad /196/$$

ამგვარად, რელაქსაციის დროის ფიზიკური შინაარსი ასეთია: τ არის ველის გამორთვის მომენტიდან აღებული ის დრო, რომლის განმავლობაში $\overline{P_E}$ მომენტი ასწრებს e-ჯერ შემცირებას; ე.ი. თუ $t=\tau$, მაშინ

$$\overline{P_E}=\frac{P_0^2 E}{3kT}\cdot\frac{1}{e}\,. \qquad /197/$$

ველის მოხსნის შემდეგ ორიენტაციის პოლარიზაციით განპირობებული დიელექტრიკის მოცულობის ერთეულის ელექტრული მომენტი

$$\mathcal{P}=n_0\overline{P_E}=\frac{n_0 P_0^2}{3kT}e^{-\frac{t}{\tau}}E, \qquad /198/$$

სადაც n_0 განსაზღვრავს პოლარული მოლეკულების რაოდენობას სითხის ერთ კუბურ სანტიმეტრში.

ველის მოდების შემდეგ $\mathcal{P}$ მომენტი დროში იზრდება ასეთი კანონით:

$$\mathcal{P}=\frac{n_0 P_0^2}{3kT}\left(1-e^{-\frac{t}{\tau}}\right). \qquad /199/$$

§11. პოლარული სითხე ცვლად ელექტრულ ველში

პოლარული სითხე აქამდე განიხილებოდა მუდმივ ელექტრულ ველში. ახლა განვიხილოთ იგი ცვლად ელექტრულ ველში.

/184/ ფორმულაში შევიტანოთ ξ კოეფიციენტის ნაცვლად τ რელაქსაციის დრო $\left(\tau = \frac{\xi}{2kT}\right)$, მივიღებთ:

$$2\tau \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{\sin\vartheta}\frac{\partial}{\partial\vartheta}\left[\sin\vartheta\left(\frac{\partial\rho}{\partial\vartheta} - \frac{M\rho}{kT}\right)\right]. \qquad /200/$$

დავუშვათ, რომ ელექტრული ველის დაძაბულობა ემორჩილება კანონს

$$E = E_0 e^{i\omega t}. \qquad /201/$$

ამ დროს დიპოლზე მოქმედი მექანიკური მომენტი

$$M = P_0 E e^{i\omega t} \sin\vartheta. \qquad /202/$$

M-ის ეს გამოსახულება შევიტანოთ /200/-ში, გვექნება:

$$2\tau \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{\sin\vartheta}\frac{\partial}{\partial\vartheta}\left[\sin\vartheta\left(\frac{\partial\rho}{\partial\vartheta} - \frac{P_0 E_0 e^{i\omega t}\sin\vartheta\,\rho}{kT}\right)\right], \qquad /203/$$

ამ განტოლებას აკმაყოფილებს ფუნქცია

$$\rho = A\left(1 + B\frac{P_0 E_0}{kT} e^{-i\omega t}\cos\vartheta\right), \qquad /204/$$

თუკი B მუდმივი კომპლექსური სიდიდეა და წარმოდგენილია ასეთი სახით:

$$B = \frac{1}{1+i\omega\tau},$$

სადაც $i=\sqrt{-1}$ და, აგრეთვე, თუ უგულებელყოფილია ის წევრები, რომლებიც $\frac{P_0 E_0}{kT}$ წევრს შეიცავენ კვადრატსა და უფრო მაღალ ხარისხში /ეს დასაშვებია მაშინ, როდესაც $P_0 E_0 \ll kT$, ვგულისხმობთ, რომ ეს უტოლობა დაცულია, რადგან დიელექტრიკი განიხილება სუსტ ელექტრულ ველში/. ამგვარად,

$$\rho = A\left(1 + \frac{1}{1+i\omega\tau}\frac{P_0 E_0}{kT} e^{-i\omega t}\cos\vartheta\right). \qquad /205/$$

მუდმივ ძაბვაზე $(\omega=0)$ /205/ გვაძლევს /191/ გამოსახულებას, ე.ი. დიპოლთა განაწილების ფუნქციას მუდმივ ელექტრულ ველში, როდესაც მიღწეულია სტაციონარული მდგომარეობა.

$\omega=\infty$, როგორც ვხედავთ, გვაძლევს $\rho=A$, ე.ი. დიპოლები ვერ ასწრებენ ორიენტირებას და მათი განაწილება შეესაბამება ველის გარეშე მიღებულ განაწილებას.ამგვარად,დაბალი სიხშირეების დროს ხახუნი არ ვლინდება და დიპოლები ასწრებენ მობრუნებას, მაღალი

სიხშირეების დროს კი ხახუნის გამო გამორიცხულია დიპოლების ყოველგვარი ორიენტაცია. ამ თვალსაზრისით, მაღალი იქნება თუ დაბალი მოცემული სიხშირე, დამოკიდებულია τ რელაქსაციის დროზე და, მაშასადამე, ξ და η კოეფიციენტებზე / $\tau = \frac{\xi}{2kT}$ დამოკიდებულია ξ და T ტემპერატურაზე, ტემპერატურა კი განსაზღვრავს η სიბლანტის კოეფიციენტის სიდიდეს/.

ველის მიმართულებაზე დიპოლური მომენტის მდგენელის საშუალო მნიშვნელობა მოიძებნება ისევე, როგორც მუდმივი ველის დროს, მივიღებთ:

$$\overline{P_E} = \frac{1}{1+i\omega\tau}\frac{P_0^2}{3kT}E_0 e^{i\omega t} \qquad /206/$$

ე.ი. $\overline{P_E}$ მომენტი კომპლექსურია. ეს იმის მაჩვენებელია, რომ ამ მომენტსა და დაძაბულობას შორის არსებობს გარკვეული ψ ფაზათა სხვაობა. ამ კუთხის შემოტანით /206/ ფორმულით განსაზღვრული $\overline{P_E}$ შეიძლება გამოვსახოთ ψ-სა და მოდულის საშუალებით:

$$\overline{P_E} = \frac{P_0^2 E_0}{3kT\sqrt{1+\omega^2\tau^2}} e^{i(\omega t-\psi)}, \qquad /207/$$

სადაც ψ კუთხე განისაზღვრება თანაფარდობიდან:

$$tg\,\psi = \omega\tau .$$

მაშინ, როდესაც არა გვაქვს სხვა სახის პოლარიზაციები და ელექტროგამტარობა, ψ ფაზათა სხვაობა ტოლია დიელექტრიკული დანაკარგის δ კუთხისა.

დებაის მიხედვით, კომპლექსური დიელექტრიკული განვლადობის მოძებნა შესაძლებელია კლაუზიუს-მოსოტის განტოლების გამოყენებით. შევნიშნოთ, რომ პოლარული სითხეებისათვის კლაუზიუს-მოსოტის განტოლების გამოყენება საერთოდ არ შეიძლება. ამიტომ არის, რომ დებაის თეორია ხსნის მოვლენების მხოლოდ თვისობრივ მხარეს, რაც ზემოთაც იყო აღნიშნული.

კომპლექსური დიელექტრიკული განვლადობა აღვნიშნოთ ε^*-ით. მივიღებთ:

$$\frac{\varepsilon^*-1}{\varepsilon^*+2}=\frac{4}{3}\pi n_0\left(\alpha_e+\frac{P_0^2}{3kT}\,\frac{1}{1+i\omega\tau}\right). \qquad /208/$$

შემოვიტანოთ ε_0 და ε_∞ დიელექტრიკული განვლადობები; ε_0 შეესაბამება მუდმივ ძაბვას, ხოლო ε_∞-უსასრულო დიდ სიხშირეებს. უსასრულო დიდ სიხშირეებზე გვაქვს

$$\frac{\varepsilon_\infty-1}{\varepsilon_\infty+2}=\frac{4}{3}\pi n_0\alpha_e\,,$$

სადაც α_e ნაწილაკის ელექტრონული წანაცვლების პოლარიზაციის კოეფიციენტია /მხოლოდ ამ სახის პოლარიზაცია ასწრებს დამყარებას/.

მუდმივი ძაბვის დროს ვღებულობთ:

$$\frac{\varepsilon_0-1}{\varepsilon_0+2}=\frac{4}{3}\pi n_0\left(\alpha_e+\frac{P_0^2}{3kT}\right);$$

ე.ი. ელექტრონული პოლარიზაციის გარდა დამყარებას ასწრებს სითბურორიენტაციული პოლარიზაციაც /სხვა სახის პოლარიზაციები, დაშვების თანახმად, არა გვაქვს , რადგან პოლარულ სითხეში ძირითადად მხოლოდ ამ ორი სახის პოლარიზაციას აქვს ადგილი/

ამ ორი განტოლებიდან

$$\alpha_e=\frac{3}{4\pi n_0}\,\frac{\varepsilon_\infty-1}{\varepsilon_\infty+2}$$

და

$$\frac{P_0^2}{3kT}=\frac{3}{4\pi n_0}\left(\frac{\varepsilon_0-1}{\varepsilon_0+2}-\frac{\varepsilon_\infty-1}{\varepsilon_\infty+2}\right).$$

ამ გამოსახულებათა /208/ ფორმულაში შეტანა გვაძლევს:

$$\frac{\varepsilon^*-1}{\varepsilon^*+2}=\frac{\varepsilon_\infty-1}{\varepsilon_\infty+2}+\frac{1}{1+i\omega\tau}\left(\frac{\varepsilon_0-1}{\varepsilon_0+2}-\frac{\varepsilon_\infty-1}{\varepsilon_\infty+2}\right). \qquad /209/$$

ამ განტოლებიდან კომპლექსური დიელექტრიკული განვლადობის პოვნა საშუალებას მოგვცემს ვიპოვოთ ε^*-ის როგორც არსი, ისე ვითარსი ნაწილები. /209/ განტოლებიდან

$$\varepsilon^*=\frac{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_0+2}+i\omega\tau\frac{\varepsilon_\infty}{\varepsilon_\infty+2}}{\frac{1}{\varepsilon_0+2}+i\omega\tau\frac{1}{\varepsilon_\infty+2}} \qquad /210/$$

დავშალოთ ε^* არს და ვითარს ნაწილებად-

$$\varepsilon^*=\varepsilon-i\varepsilon'$$

ე.ი. არსი დიელექტრიკული განვლადობაა

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{1 + z^2}\,, \qquad /211/$$

ხოლო ვითარსი დიელექტრიკული განვლადობა -

$$\varepsilon' = \left(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty\right)\frac{z^2}{1 + z^2}\,, \qquad /212/$$

სადაც

$$z = \frac{\varepsilon_0 + 2}{\varepsilon_\infty + 2}\,\omega\tau\,. \qquad /213/$$

კომპლექსური დიელექტრიკული განვლადობის ვითარსი და არსი ნაწილე-ბის შეფარდება განსაზღვრავს დიელექტრიკული დანაკარგის კუთხის ტა-ნგენსის მნიშვნელობას, ე.ი.

$$tg\delta = \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)z}{\varepsilon_0 + \varepsilon_\infty z^2}\,. \qquad /214/$$

ε-სა და $tg\delta$-ს ცოდნა საშუალებას იძლევა განისაზღვროს კუთრი დიელექტრიკული დანაკარგი /W/ გარკვეული ν სიხშირისათვის;

$$W = \frac{\varepsilon \nu \, tg\delta}{1{,}8 \cdot 10^{12}} E^2 \qquad /215/$$

/211/ ფორმულიდან გამომდინარეობს, რომ დიელექტრიკული გა-ნვლადობის არსი ნაწილი, რომელიც განსაზღვრავს სისტემის ტევადობას, ω სიხშირის ზრდის დროს მცირდება ε_0 მნიშვნელობიდან გარკვეულ მუ-დმივ ε_∞ მნიშვნელობამდე. ვინაიდან განსხვავება ε_0-სა და ε_∞-ს შორის ჩვეულებრივ დიდი არ არის, $\frac{\varepsilon_0+2}{\varepsilon_\infty+2}$ შეგვიძლია მივიღოთ ერთის ტოლად და, მაშასადამე, $z=\omega\tau$. დაბალ სიხშირეებზე $\omega\tau$ მცირეა, ე.ი. დიელექტრიკული განვლადობის მნიშვნელობა დაახლოებით ისეთივეა, რო-გორც მუდმივი ძაბვის დროს. როდესაც $\omega\tau \approx 1$, მაშინ სიხშირის ზრდა იწვევს ε-ს შემცირებას, რაც მთავრდება მუდმივი ε_∞ მნიშვნელობის მიღწევით, რომელიც სიხშირეზე აღარ არის დამოკიდებული. ამ პირობებ-ში გვაქვს მხოლოდ ნაწილაკების პოლარიზაცია, დიპოლები ორიენტაციას ვერ ასწრებენ. ამ დროს ε_∞ უდრის სინათლის გარდატეხის მაჩვენებლის კვადრატს.

ტემპერატურაზე დამოკიდებულების გასარკვევად მხედველობაში უნდა მივიღოთ, რომ ყველა ფორმულაში შედის $\omega\tau$ ნამრავლი. აქედან კი

გამომდინარეობს, რომ ε-ის ტემპერატურული დამოკიდებულება ისეთივე უნდა იყოს როგორიცაა სიხშირული. მხედველობაშია მისაღები მხოლოდ ის, რომ τ-ს დიდი მნიშვნელობა ეთანადება დაბალ ტემპერატურებს, ხოლო მცირე–მაღალ ტემპერატურებს.

განვიხილოთ $tg\delta$-ს დამოკიდებულება ω სიხშირეზე. მცირე სიხშირეზე z ძალზე მცირეა და შესაბამისად ძალზე მცირეა $tg\delta$-ც. შეიძლება დავუშვათ, რომ $tg\delta=0$. მაღალ სიხშირეზე z დიდია და იგივე /214/ ფორმულა კვლავ გვაძლევს $tg\delta=0$. საშუალო მნიშვნელობისათვის, /214/ ფორმულის თანახმად, უნდა მივიღოთ $tg\delta$-ს მინიმუმი. ასეთივე შედეგს ვღებულობთ ტემპერატურული დამოკიდებულებისთვისაც.

ვიპოვოთ $tg\delta$-ს მაქსიმუმის პირობა. /214/-ის z-ით გაწარმოებით და წარმოებულის ნულთან გატოლებით $tg\delta$-ს მაქსიმუმის შესაბამისი z-თვის გვაქვს:

$$z_{max}=\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_\infty}}, \qquad /216/$$

ე.ი.

$$(\omega\tau)_{max}=\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_\infty}}\,\frac{\varepsilon_\infty+2}{\varepsilon_0+2}, \qquad /217/$$

ან, თუ ε_0 და ε_∞ მცირედ განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან

$$(\omega\tau)_{max}=1, \quad \omega_{max}=\frac{1}{\tau}; \qquad /218/$$

ამგვარად, $tg\delta$-ს მაქსიმუმი $tg\delta(\omega)$ მრუდზე უნდა იმყოფებოდეს ისეთ სიხშირეზე, რომელიც ახლოსაა რელაქსაციის დროის შებრუნებულ სიდიდესთან. ტემპერატურის აწევის დროს რელაქსაციის დრო მცირდება და, ამრიგად, მაქსიმუმმა უნდა წაინაცვლოს მაღალი სიხშირეებისაკენ. /216/-ის ჩასმა /214/-ში გვაძლევს:

$$(tg\delta)_{max}=\frac{\varepsilon_0-\varepsilon_\infty}{2\varepsilon_0}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_\infty}} \qquad /219/$$

აქედან გამომდინარეობს, რომ, თუ ცნობილია ε_0 და ε_∞ შევძლებთ $tg\delta$-ს მაქსიმუმის პოვნას. ვინაიდან ε_0 და ε_∞ სუსტად არიან ტემპერატურაზე დამოკიდებული, ამიტომ $tg\delta$-ც ტემპერატურის ცვლის დროს უმნიშვნელოდ უნდა იცვლებოდეს.

ადვილია იმაში დარწმუნება, რომ დებაის თეორია იძლევა შედეგებს, რომლებიც მიღებული იყო დიელექტრიკული დანაკარგის ზოგად თეორიაში. ამისათვის /213/ ფორმულაში τ შევცვალოთ აბსორბციული დენის დროის მუდმივით $\theta = \frac{\varepsilon_0 + 2}{\varepsilon_\infty + 2}\tau$, მივიღებთ $x = \omega\theta$. ხოლო ε -ს და $tg\delta$ -ს განმსაზღვრელი /211/ და /214/ ფორმულები მიიღებენ იმ სახეს, რომელიც მოგვცა დიელექტრიკული დანაკარგის თეორიამ, როდესაც შესაძლებელი იყო გამტარობის დენის უგულებელყოფა:

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{1 + \omega^2\theta^2}\ ; \qquad /220/$$

$$tg\delta = \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)\omega\theta}{\varepsilon_0 + \varepsilon_\infty\omega^2\theta^2} = \frac{\Delta\varepsilon\omega\theta}{\varepsilon_0 + \varepsilon_\infty\omega^2\theta^2}\ . \qquad /221/$$

ეს ფორმულები სამართლიანია არა მარტო მაშინ, როდესაც მოქმედი ველი ტოლია საშუალო მაკროსკოპიული ველისა, არამედ მაშინაც, როდესაც მოქმედი ველი განსხვავებულია საშუალო მაკროსკოპიული ველისაგან.

როდესაც ε_0 და ε_∞ მცირედ განსხვავდებიან ერთიმეორისაგან, როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული,

$$\omega_{max} = \frac{1}{\tau}\ .$$

ვინაიდან $\omega = 2\pi\nu$, ამიტომ

$$\nu_{max} = \frac{1}{2\pi\tau}\ . \qquad /222/$$

რიგი მძიმე მინერალური ზეთებისათვის, როგორც ცდებით გაირკვა, სამართლიანია /222/ ფორმულა. ამას ადასტურებს I-ლი ცხრილი, რომლიდანაც ჩანს, რომ განსხვავება ε_0 და ε_∞ დიელექტრიკულ განვლადობებს შორის მცირეა. ეს ფორმულა საშუალებას იძლევა ν_{max}-ით განისაზღვროს სათანადო ტემპერატურის τ რელაქსაციის დრო. თუ ვიცით რელაქსაციის დრო, სიბლანტე და ტემპერატურა, მაშინ ξ და τ-ს განმსაზღვრელი ფორმულებიდან შევძლებთ მოლეკულის a რადიუსის განსაზღვრას. მართლაც, $\tau = \frac{\xi}{2kT}$, ხოლო $\xi = 8\pi\eta a^3$, ე.ი.

$$\tau = \frac{4\pi\eta a^3}{kT}\ , \qquad /223/$$

საიდანაც

$$a = \sqrt[3]{\frac{\tau kT}{4\pi\eta}}\ . \qquad /224/$$

ასეთი გზით ნაპოვნი მოლეკულის რადიუსის მნიშვნელობები მოცემულია I-ლ ცხრილში.

ც ხ რ ი ლ ი I

$t^\circ C$	ε_∞	ε_0	$\nu_{max}\cdot 10^3$	η	$\tau\cdot 10^{-7}$	$a\cdot 10^{-8}$ სმ
0^0	2,31	2,34	16	230	98,7	5,04
25^0	2,27	2,30	316	17	5,0	4,58
50^0	2,23	2,26	2000	2,9	0,72	4,59

როგორც ვხედავთ, ყველა ტემპერატურაზე $\varepsilon_0 > \varepsilon_\infty$ მაგრამ აღებული მინერალური ზეთისათვის ეს განსხვავება მცირეა. ჩანს ისიც, რომ მოლეკულის რადიუსის სიდიდე თითქმის არ არის ტემპერატურაზე დამოკიდებული /იხ.ცხრილის ბოლო სვეტი/. ეს იმას ნიშნავს, რომ გამოთვლილი რადიუსების მნიშვნელობათა რიგის თანხვედრა მათ ჭეშმარიტ მნიშვნელობებთან არ არის შემთხვევითი.

დიპოლური თეორიის სისწორის დამტკიცებით შესაძლებლობა გვეძლევა განვსაზღვროთ მოლეკულის რადიუსი. რადიუსის განმსაზღვრელი ფორმულა მიღებულია იმ დაშვებით, რომ მოლეკულა წარმოადგენს სფერული ფორმის სხეულს, რაც საკმარისად უხეში დაშვებაა და, ცხადია, ეს ფორმულა ვერ გამოდგება გამოთვლის ზუსტი შემოწმებისათვის.

მიუხედავად ამისა, დადგენილია, რომ დიპოლურ თეორიას ძირითადად შეუძლია ახსნას თხიერ დიელექტრიკში დამზერილი კანონზომიერებანი. ცნობილი გახდა ისიც /ეს ზემოთაც იყო აღნიშნული/, რომ დანაკარგის დიპოლური თეორიის რაოდენობრივი თანხვედრა ცდის მონაცემებთან ყველა შემთხვევაში არ არის დამაკმაყოფილებელი. ეს ფაქტი არ არის მოულოდნელი, რადგან, როგორც ზემოთ ჩატარებულმა მსჯელობამ დაგვანახვა, დებაის თეორია არსებითად მიახლოებითია, რადგან იგი იყენებს კლაუზიუს-მოსოტის ფორმულას. ეს ფორმულა კი სამართლიანია მხოლოდ მაშინ, როდესაც შესაძლებელია ახლომოქმედების ველის უგულებელყოფა, ე.ი.

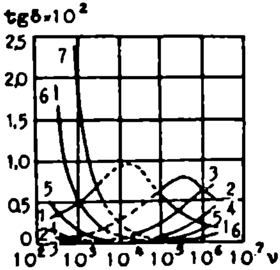
იმის დაშვება, რომ ნივთიერების მოლეკულები /დიპოლები/ ერთმანეთთან არ ურთიერთქმედებენ. სითხისათვის და, პირველ რიგში, პოლარული სითხისათვის დიპოლების ურთიერთქმედების უგულებელყოფა კი, როგორც ცდით დამტკიცდა, დაუშვებელია.

§ 12. დიპოლური თეორიის ექსპერიმენტული შემოწმება

დაბალ სიხშირეებზე, როდესაც ტემპერატურა არ არის მაღალი, დიპოლური დანაკარგი შესამჩნევი ხდება მხოლოდ დიდი სიბლანტის მქონე პოლარული სითხეებისათვის. ასეთ სითხეებში შედის მძიმე ზეთები და თხიერი ფისი.

ტრანსფორმატორული მინერალური ზეთის დიელექტრიკული განვლადობა მცირეა /დაახლოებით 2-ის ტოლია/ და მიეკუთვნება არაპოლარულ სითხეებს. მიუხედავად ამისა, მაღალ სიხშირეებსა და დაბალ ტემპერატურებზე ტრანსფორმატორული ზეთი ავლენს ისეთივე შედეგს როგორც პოლარული სითხე, რაც იმაზე მეტყველებს, რომ მასში არის პოლარული მინარევი. ასეთ მინარევებს, ზეთების გარდა, მიეკუთვნება ზოგიერთი ფისი, რომელთაც იყენებენ საიზოლაციო ტექნიკაში.

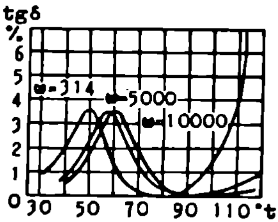
ამ დიელექტრიკებში დიელექტრიკული დანაკარგის გაზომვა ადასტურებს დანაკარგის თეორიას; მართალია, რაოდენობრივი თანხვედრა თეორიასა და ცდას შორის არ არის დამაკმაყოფილებელი, მაგრამ თეორიაში მიღებული თვისობრივი მხარე ზუსტად დადასტურდა.



ნახ. 21

21-ე ნახაზზე მოცემულია მძიმე მინერალური ზეთის $tg\delta$-ს სიხშირეზე დამოკიდებულება სხვადასხვა ტემპერატურის დროს. /1/ მრუდი მიღებულია ყინულის დნობის ტემპერატურაზე, /2/-ოთახის ტემპერატურაზე, /3/-უფრო მაღალ ტემპერატურაზე / $50^{0}C$/და ა.შ. მაღალი ნომრის მრუდეები უფრო მაღალ ტემპერატურას ეთანადება. ისინი გვიჩვენებენ, რომ ტემპერატურის ზრდა იწვევს $tg\delta$-ს სიხშირული მაქსიმუმის წანაცვლებას მაღალი სიხშირეებისაკენ. ეს ეფექტი მიიღება ზოგად თეორიაშიც;

22-ე ნახაზზე მოცემულია კანიფოლში $tg\delta$-ს დამოკიდებულება ტემპერატურაზე სხვადასხვა სიხშირის დროს. ტექნიკური სიხშირისათვის /$\omega=314 \frac{1}{წმ}$ / $tg\delta$-ს მაქსიმუმი მიღებულია $50^{0}C$-ის ტემპერატურაზე. $90^{0}C$-ის ზევით ტემპერატურის ზრდა გვაძლევს $tg\delta$-ს მკვეთრ ზრდას /იმავე სიხშირეზე/. ამ ტემპერატურებზე დანაკარგი ძირითადად განპირობებულია გამტარობით. იგივე ნახაზი გვიჩვენებს, რომ სიხშირის ზრდა გვაძლევს $tg\delta$-ს მაქსიმუმის წანაცვლებას მარჯვნივ-მაღალი ტემპერატურებისაკენ.



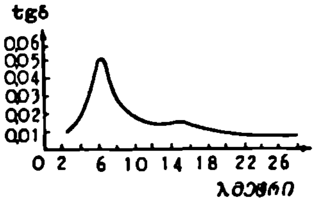
ნახ.22.

ზემოთ ნაჩვენები იყო, რომ მაღალ სიხშირეებზე დიპოლური დანაკარგი მაშინ არის დიდი, როდესაც მცირეა პოლარული სითხის სიბლანტე. ასეთი სითხეებია, მაგალითად, მსუბუქი მინერალური ზეთები

/ და მათ შორის ტრანსფორმატორული ზეთი, რომელიც მაღალ სიხშირეებზე აღარ ამჟღავნებს პოლარული სითხის თვისებას/, ძლიერად პოლარული სითხეები: წყალი, ნიტრობენზოლი და ა.შ.

ცდით დადგინდა, რომ მიღებული კანონზომიერებანი მაღალ სიხშირეებზე აღარ იძლევა თეორიასთან კარგ თანხვედრას. თუმცა, თეორიაში მიღებულ მოვლენათა თვისობრივი მხარე აქაც დადასტურდა. მაგალითად, აღმოჩნდა, რომ დანაკარგი ტრანსფორმატორულ ზეთში ტექნიკური სიხშირის დროს წარმოადგენს გამტარობის დანაკარგს დაბალი ტემპერატურის პირობებშიც კი. ტემპერატურის ზრდისას $tg\delta$ ისე იზრდება როგორც ელექტროგამტარობა- არ გვაძლევს მაქსიმუმს, ე.ი. $tg\delta$-ს ტემპერატურაზე დამოკიდებულების მრუდი არ გადადის მაქსიმუმზე.

რაც შეეხება ტრანსფორმატორული ზეთის სიხშირულ დამოკიდებულებას, აქ სურათი განსხვავებულია-ვღებულობთ $tg\delta$ -ს სიხშირეზე დამოკიდებულების მკვეთრ მაქსიმუმს.



ნახ.23

$tg\delta$-ს სიხშირეზე დამოკიდებულების დაახლოებით ასეთივე სურათს ვღებულობთ ნიტრობენზოლისათვის. 23-ე ნახაზზე მოცემულია ნიტრობენზოლში $tg\delta$ -ს λ ტალღის სიგრძეზე დამოკიდებულების მრუდი.

მოვიყვანით დანაკარგის ზოგადი თეორიის ძირითადი დასკვნების რაოდენობრივი შემოწმების ზოგიერთი შედეგი.

რელაქსაციური დანაკარგის ზოგადი თეორია იძლევა თვისობ-

რიგ კანონზომიერებას. ამავე დროს ამ თეორიაზე დაყრდნობით შეიძლება კუთრი დიელექტრიკული დანაკარგისა და დიელექტრიკული განვლადობის რაოდენობრივი მნიშვნელობის მიღებაც.

პოლარულ სითხეში დიპოლური დანაკარგით განპირობებული დიელექტრიკული დანაკარგის კუთხის ტანგენსისათვის მიღებულია ფორმულა:

$$tg\delta = \frac{\omega\theta(\varepsilon_0 - \nu^2)}{\varepsilon_0 + \nu^2\omega^2\theta^2} .$$

ფორმულაში შემავალი θ დროის მუდმივას შეფასება შეიძლება მხოლოდ სიდიდის რიგით. აქედან, ამ ფორმულით გათვლილი $tg\delta$ ვერ მოგვცემს ზუსტ შედეგებს.

შემოწმებისათვის უმჯობესია გამოვიყენოთ სიხშირული სვლის დროს მიღებული ფორმულა:

$$tg\delta_{max} = \frac{\varepsilon_0 - \nu^2}{2\nu\sqrt{\varepsilon_0}} ,$$

სადაც ε_0 არის პოლარული სითხის დიელექტრიკული განვლადობა მუდმივი ძაბვის დროს, ხოლო ν ამ სითხის გარდატეხის მაჩვენებელი. ორივე ეს სიდიდე ექსპერიმენტული მონაცემებიდან ცნობილია. მხედველობაშია მისაღები, რომ პოლარული სითხის ε_0 დამოკიდებულია ტემპერატურაზე; ამიტომ ფორმულაში უნდა შევიტანოთ მისი მნიშვნელობა გარკვეული ტემპერატურის დროს, რომელიც ეთანადება $tg\delta$ -ს მაქსიმუმს, ის მიიღება მუდმივი სიხშირის პირობებში $tg\delta$ - ს ტემპერატურული სვლის დროს.

კანიფოლში $tg\delta$ -ს ტემპერატურული მაქსიმუმი 50 ჰერცის დროს ტოლია 50^0 C . ამ პირობებში მისი $\varepsilon_0 = 3,2$, ხოლო გარდატეხის მაჩვენებლის კვადრატი $n = 2,7$. მოცემულ მნიშვნელობათა შეტანა $tg\delta_{max}$ -ის გამოსახულებაში გვაძლევს:

$$tg\delta_{max} = 0,083.$$

ასეთივე პირობებში ექსპერიმენტული მონაცემების მიხედვით:

$$tg\delta_{max} = 0,036 .$$

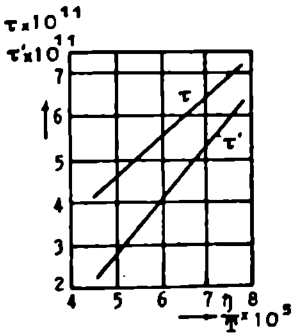
განსხვავება თეორიულ და ექსპერიმენტულ მნიშვნელობებს შორის, როგორც ვხედავთ, არ არის მცირე. ასეთივე განსხვავება მიიღება სხვა სითხეებისათვისაც.

აღსანიშნავია, რომ $tg\delta_{max}$ -ის ექსპერიმენტული მნიშვნელობები, როგორც წესი, ნაკლებია თეორიულზე.

ზემოთ დავრწმუნდით, რომ რელაქსაციური დანაკარგის თეორია და დანაკარგის დიპოლური თეორია ერთნაირ შედეგებს იძლევა. ამავე დროს, ორივე თეორიის რაოდენობრივი შემოწმება არ იძლევა დამაკმაყოფილებელ შედეგებს. მაგალითად, თუ ვისარგებლებთ დებაის ფორმულით

$$\tau = \frac{4\pi\eta a^3}{kT}$$

და განვსაზღვრავთ წყლისა და სპირტებისათვის დიპოლთა რელაქსაციის დროს, მივიღებთ რიცხვს, რომელიც აღემატება ექსპერიმენტული გზით მიღებულ τ' რელაქსაციური დროის მნიშვნელობას.



ნახ.24

24-ე ნახაზზე ნაჩვენებია თეორიული რელაქსაციის დროისა /τ/ და ექსპერიმენტული რელაქსაციის დროის /τ'/ დამოკიდებულება $\frac{\eta}{T}$ შეფარდებაზე n პროპილური სპირტისათვის, სადაც η სიბლანტეა, ხოლო T - აბსოლუტური ტემპერატურა. ნახაზზე მოყვანილი სურათის თანახმად, τ და τ' მნიშვნელოვნად, დიდად განსხვავდებიან ერთმანეთისაგან ტემპერატურის საკმარისად დიდ ინტერვალში.

აღსანიშნავია, რომ ცდის მონაცემებისა და თეორიული დასკვნების დაუმთხვევლობა არ არის შემთხვევითი, იგი ატარებს სისტემატურ ხასიათს.

მე-2 ცხრილის მონაცემები გვარწმუნებს, რომ სითხეში პოლარული მოლეკულების რელაქსაციის დროის გამოთვლა τ -ს განმსაზღვრელი დებაის ფორმულით არ იძლევა ზუსტ შედეგებს.

ც ხ რ ი ლ ი 2

ს ი თ ხ ე	$t^\circ C$	ε_0	$\varepsilon_\infty = n^2$	$\eta \cdot 10^2$ (სპზ.)	$\tau \cdot 10^{10}$ (სეკ.)	$\tau' \cdot 10^{10}$ (სეკ.)	$a \cdot 10^8$ (სმ)
CH_3OH	20	31,8	1,77	0,593	0,23	0,0745	1,875
C_2H_5-OH	20	25,16	1,854	1,194	0,309	0,210	2,02
$n-C_3H_7OH$	20	20,5	1,917	2,27	0,717	0,647	2,16
$n-C_4H_9OH$	20	17,8	1,958	2,96	1,046	1,060	2,24
$n-C_5H_{11}OH$	20	14,0	1,982	3,45	1,836	1,836	2,59
$n-C_6H_{13}OH$	25	13,2	2,028	4,54	2,331	2,361	2,56
$(C_2H_5)OH$	20	4,34	1,82	0,234	0,097	0,0607	2,37
C_6H_5-Cl	25	5,6	2,33	0,81	0,357	0,0635	2,43
$(CH_3)_2CO$	25	20,4	1,85	0,33	0,0994	0,00683	2,14
H_2O	19	81	1,77	1,01	0,0950	0,00443	1,44

თეორიისა და ცდის დაუმთხვევლობა ვერ უარყოფს დებაის თეორიას, რომელიც თვისობრივია, და ამ მხრივ მას არ დაუკარგავს თავისი ღირებულება. ცხრილის ანალიზით, სტოქსის კანონის გამოყენება პოლარული მოლეკულის სითხეში მოძრაობისათვის არ არის დასაშვები; არ შეიძლება მოლეკულის გაიგივება a რადიუსის მქონე მყარ ბურთულასთან.

დებაის თეორიის შემოწმება შეიძლება შემდეგი გზითაც: უნდა ვიპოვოთ დამატებითი აქტიური გამტარობა ისეთ დიელექტრიკებში, რომლებშიც ადგილი აქვს დიპოლურ დანაკარგს.

დამატებითი აქტიური გამტარობა, განპირობებული დიპოლური პოლარიზაციის მიღების პროცესით, ტოლია $g_a = \frac{\omega \varepsilon \, tg\delta}{K_0} \; \frac{1}{\text{ომ} \cdot \text{სმ}}$,

სადაც $K_o = 4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11}$.

g_a-ს გამოსახულებაში შევიტანოთ ε-სა და $tg\delta$-ს შემდეგი გამოსახულებანი:

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_o - \varepsilon_\infty}{1+\omega^2\theta};$$

$$tg\delta = \frac{\omega^2\theta(\varepsilon_o - \varepsilon_\infty)}{\varepsilon_o + \varepsilon_\infty\omega^2\theta^2}$$

/ იხ.ფორმულები:/ 220 /და/ 221 //, მივიღებთ:

$$g_a = \frac{\omega^2\theta(\varepsilon_o - \varepsilon_\infty)}{K_o(1+\omega^2\theta^2)}\,\frac{1}{\text{ომ}\cdot\text{სმ}}\,. \qquad /225/$$

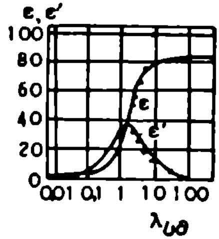
ისეთი სიხშირეებისათვის, რომლებიც აკმაყოფილებს უტოლობას $\omega\theta \ll 1$ /225/ ფორმულა გარდაიქმნება და ღებულობს შემდეგ სახეს:

$$g_a = \frac{(\varepsilon_o - \varepsilon_\infty)\omega^2\theta}{K_o} = (\varepsilon_o - \varepsilon_\infty)\frac{\theta\pi c^2}{9\cdot 10^{11}\lambda^2}\,. \qquad /226/$$

ეს იმას ნიშნავს, რომ გრძელ ტალღებზე მცირე სიბლანტის მქონე პოლარული სითხეებისათვის დამატებითი აქტიური გამტარობა პირდაპირპროპორციული უნდა იყოს ω^2-ის, ე.ი. $\frac{1}{\lambda^2}$-ის. ასეთი პირდაპირპროპორციული დამოკიდებულების მიღება ადასტურებს დიპოლური დანაკარგის თეორიის გამოყენების შესაძლებლობას. თუ $g_a \sim \frac{1}{\lambda^2}$, მაშინ $g_a = f\left(\frac{1}{\lambda^2}\right)$ წრფის საკუთხო კოეფიციენტი ტოლი უნდა იყოს $\frac{(\varepsilon_o - \varepsilon_\infty)\pi c^2\theta}{9\cdot 10^{11}}$ და, მაშასადამე, წრფის დახრის კუთხის გაზომვით ვპოულობთ θ დროის მუდმივას.

მცირე სიბლანტის მქონე პოლარული სითხეებისათვის დებაის თეორიამ დადებითი შედეგი მოგვცა.

ტალღებისათვის, რომელთა სიგრძე იმყოფება 1 სმ $\div$ 10 სმ ინტერვალში ოპტიკური მეთოდის გამოყენებით წყლისათვის მიღებული ε - ის და $\varepsilon' = \varepsilon tg\delta$-ს ექსპერიმენტული მნიშვნელობები კარგ თანხმობაშია თეორიულ მნიშვნელობებთან. 25-ე ნახაზზე მოცემულია $\varepsilon' = f(x)$-ს და $\varepsilon = f(x)$-ს თეორიული მრუდები. ε-ის და ε'-ის ექსპერიმენტული მნიშვნელობების სათანადო წერტილები, როგორც ვხედავთ, კარგად ლაგდება თეორიულ მრუდებზე, რომლებიც აგებულია ზემომოყვანილი მეთოდის გამოყენებით მიღებული θ -ს მნიშვნელობისათვის.



ნახ. 25

შედარებით ბლანტი სითხეებისა [შაქრის ბლანტი /დიდი კონცენტრაციის/ ხსნარები, გლიცერინი] და, აგრეთვე, პოლიმერებისათვის g_a, საკმარისად გრძელ ტალღებზე, აღარ არის $\frac{1}{\lambda^2}$-ის პირდაპირპროპორციული და, ამავე დროს, λ_{max}-ის მახლობელი სიგრძის ტალღებისათვის დიელექტრიკული განვლადობა აღარ ეცემა ისე, როგორც ამას თეორია თხოულობს.

ამგვარად, დიპოლური დანაკარგის თეორია პრაქტიკასთან თანხმობაში არ არის. ეს ვლინდება იმაში, რომ ცდით ნაპოვნი სიხშირე, რომელზეც ვღებულობთ $tg\,\delta$-ს მაქსიმუმს და ε-ის ნახტომს, აღემატება თეორიიდან განსაზღვრულ სიხშირეს და, აგრეთვე, ექსპერიმენტული $tg\delta=f(\omega)$ მრუდი უფრო დაფენილია, ვიდრე თეორიული.

კიდევ ერთხელ უნდა აღინიშნოს, რითაა გამოწვეული ის, რომ თეორია და ცდა არ ემთხვევა ერთმანეთს. პირველი მიზეზია, რომ თეორია ეყრდნობა კლაუზიუს-მოსოტის არაზუსტ განტოლებას, მეორე-სითხეში პოლარული მოლეკულების განაწილება მიჩნეულია სავსებით ქაოტიურად, ხოლო მესამე მიზეზია ძირითად ფორმულებში მხოლოდ ერთი მნიშვნელობის დროის მუდმივას შეტანა-მხოლოდ ერთი θ-ს გამოყენება. სინამდვილეში, რეალური დიელექტრიკი დახასიათებული უნდა იყოს θ-ს ბევრი მნიშვნელობის ერთობლიობით, სადაც ყოველი მათგანი ახასიათებს მხოლოდ ერთ-ერთ ელემენტარულ პროცესს. θ დროის მუდმივათა სიმრავლე

აიხსნება იმით, რომ რეალური დიელექტრიკი შეიცავს სხვადასხვა არაერთგვაროვნებას, ან სხვადასხვა დიპოლური მომენტის მქონე პოლარულ ჯგუფს, ან სხვადასხვა სიდიდის ბმულ იონს.

§ 13. დიელექტრიკული დანაკარგი მყარ არაორგანულ დიელექტრიკებში

დიელექტრიკული დანაკარგი განპირობებულია იმ ნელი პროცესებით, რომლებიც ვითარდება დიელექტრიკში ძაბვის მოდების მომენტიდან. ნელ პროცესებს მიეკუთვნება სითბურ მოძრაობასთან დაკავშირებული პროცესები /სითბურ-იონური და სითბურ-ორიენტაციული პოლარიზაციების დამყარების პროცესი/ და დიელექტრიკში მოცულობითი მუხტების დაგროვება. ეს პროცესები მუდმივი ძაბვის პირობებში დროში კლებად დენს იძლევა. ხშირად, დაშვებულია, რომ დენის შემცირება დროში ექსპონენციალური ხასიათისაა.

გარკვეულია, რომ მყარ დიელექტრიკებში დენის დროში კლება უმეტეს შემთხვევაში არ წარმოებს ექსპონენციალური კანონის მიხედვით. ეს გარემოება აძნელებს მყარ სხეულებში დიელექტრიკული დანაკარგის თეორიის შექმნას.

უმეტეს კრისტალურ დიელექტრიკში დიელექტრიკული დანაკარგის ძირითად წყაროს ელექტროგამტარობა წარმოადგენს. თუკი კრისტალი შეიცავს პოლარულ მოლეკულებს /მაგალითად, ყინული/, მაშინ დიელექტრიკული დანაკარგი რთული ხასიათისაა. როდესაც კრისტალში გვაქვს სუსტად ბმული იონები, ე.წ. კვანძშორისი იონები, მაშინ ისინი პოტენციურ ჯებირებზე ნახტომისებრი გადასვლით გვაძლევენ ელექტრულ დენს; ამ დროს სითბურ-იონური პოლარიზაციის მიღება გამორიცხულია და, მაშასადამე, არ მიიღება რელაქსაციური დანაკარგი.

დენის გავლას მყარ დიელექტრიკში, განსაკუთრებით მაღალი ტემპერატურის პირობებში, თან სდევს მოცულობითი მუხტების დაგროვება. ყველა იონი ვერ აღწევს ელექტროდს, რაც განაპირობებს დენის და-

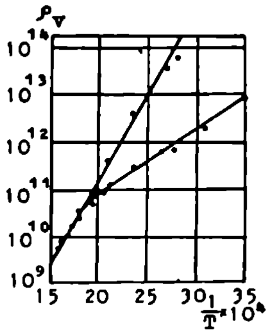
ცემას. ეს იმას ნიშნავს, რომ დანაკარგი არ არის გამოწვეული მხოლოდ გამყოლი გამტარობით. ამ შემთხვევაში დიელექტრიკული დანაკარგი ცვლ-ად ველში გაცილებით მეტი იქნება იმასთან შედარებით, რაც მიიღებოდა მუდმივ ველში.

მარტივი აგებულების სუფთა კრისტალებში/ მაგალითად, NaCl-ში/ მოცულობითი მუხტების დაგროვება არ ხდება და, ამიტომ, დენის დრო-ში შემცირებასაც არ ვღებულობთ. ასეთ კრისტალებში, ელექტროტექნიკურ სიხშირეთა მთელ დიაპაზონში, დიელექტრიკული დანაკარგი ძირითადად გა-მტარობისაა. გამტარობის დანაკარგისათვის დამახასიათებელია ცვლადი ძაბვის დროს მიღებული აქტიური გამტარობისა და მუდმივი ძაბვის გამ-ტარობის თანხვედენა. ამ დროს ძალაშია თანაფარდობა

$$tg\delta=\frac{k_0\gamma}{\omega\varepsilon}=\frac{k_0}{\omega\varepsilon\rho},$$

სადაც $k_0=4\pi\cdot10^{11}$, γ კუთრი გამტარობაა, ხოლო ρ - კუთრი წინააღ-მდეგობა. NaCl-ის ტიპის კრისტალებისათვის ეს ფორმულა საკმარისად ზუსტია. ეს დასტურდება მე-3 ცხრილში მოყვანილი მონაცემებით.

მე-3 ცხრილის თანახმად, NaCl-ის კრისტალში დიელექტრი-კული დანაკარგი მაღალ სიხშირეებზეც კი განპირობებულია ელექტროგამ-ტარობით. ამიტომ მაღალ სიხშირეზე $tg\delta$ ძალზე მცირეა.



ნახ.26

რთული სტრუქტურის კრისტალური დიელექტრიკები, დიელექტრიკული დანაკარგის ხასიათის მიხედვით, იყოფა ქარსის ტიპისა და კვარცის ტიპის კრისტალებად. ქარსის ტიპის კრისტალებისათვის დამახასიათებელია ცვლადი და მუდმივი ძაბვების დროს განსაზღვრული წინააღმდეგობათა თანხვედნა მხოლოდ მუდმივი ტემპერატურის პირობებში, როდესაც აღარ დაიმზირება დენის მნიშვნელოვანი შემცირება დროში. მაღალ ტემპერატურებზე მუდმივი ძაბვის დროს მიღებული წინააღმდეგობა აღემატება ცვლადი ძაბვის დროს განსაზღვრულ წინააღმდეგობას. 26-ე ნახაზზე მოცემულია ქარსის ერთ-ერთი ტიპის კუთრი წინააღმდეგობის დამოკიდებულება ტემპერატურაზე. შავი წერტილები შეესაბამება გამოთვლით მიღებულ მნიშვნელობებს 50 ჰერცის ტოლი სიხშირის დროს, ხოლო თეთრი-გაზომვით მიღებულ მნიშვნელობებს მუდმივი ძაბვის დროს.

ც ხ რ ი ლ ი 3

ქვამარილის $tg\delta$ და კუთრი წინააღმდეგობა სხვადასხვა ტემპერატურის დროს

ტემპერატურა 0C	$tg\delta$ სიხშირე /50 ჰერცი/	კუთრი მოცულობითი წინააღმდეგობა ომ.სმ-ში $tg\delta$-ს მიხედვით	კუთრი მოცულობითი წინააღმდეგობა ცვლადი ძაბვის დროს, გამოთვლილი $tg\delta$-ს მიხ.	ტემპერატურა 0C	$tg\delta$ სიხშირე=2.10^6 ჰერცი	კუთრი მოცულობითი წინააღმდეგობა მუდმივი ძაბვის დროს	კუთრი მოცულობითი წინააღმდეგობა ცვლადი ძაბვის დროს, გამოთვლილი $tg\delta$-ს მიხედვით
44	$<3.10^{-4}$	$>1.10^{13}$	$>3.10^{13}$	254	$<3.10^{-4}$	$7,6.10^{8}$	$>4.10^{8}$
65	6.10^{-4}	10^{13}	$1,4.10^{13}$	276	3.10^{-4}	$3,5.10^{8}$	4.10^{8}
77	15.10^{-4}	6.10^{12}	$4,8.10^{12}$	326	$1,3.10^{-3}$	$9,5.10^{-7}$	$7,5.10^{7}$
85	27.10^{-4}	3.10^{12}	$3,1.10^{12}$	360	$3,7.10^{-3}$	$3,3.10^{7}$	$2,7.10^{7}$
95	52.10^{-4}	$1,6.10^{12}$	$1,6.10^{12}$	404	$7,2.10^{-3}$	$1,7.10^{7}$	$1,3.10^{7}$
130	640.10^{-4}	$1,3.10^{11}$	$3,3.10^{11}$				

კვარცის ტიპის კრისტალებს მიეკუთვნება კრისტალები, მკვეთრად გამოხატული ელექტროგამტარობის ანიზოტროპიით. ამ შემთხვევაში დიელექტრიკული დანაკარგის ხასიათი, როგორც ვხედავთ, დამოკიდებულია ველის მიმართულებაზე. მაგალითად, კვარცისათვის მუდმივი და ცვლადი ძაბვის დროს მიღებული წინაღობები ოპტიკური ღერძის მიმართულებით ტოლია. ოპტიკური ღერძის მართობი მიმართულებით კი ცვლადი ძაბვის დროს მიღებული წინაღობა ერთი რიგითაა ნაკლები მუდმივი ძაბვის დროს მიღებულ სათანადო წინაღობაზე.

რიგი კრისტალების ელექტროგამტარობა ძალზე მცირეა. ბუნებრივია, რომ ამ კრისტალების დიელექტრიკული დანაკარგიც უნდა იყოს უმნიშვნელო. ცდით დასტურდება ეს მოსალოდნელი შედეგი; ისეთ კრისტალებში როგორიცაა ქარსი, კვარცი, ქვამარილი, $tg\delta$ მცირეა. ამავე დროს სიხშირის ზრდა ხშირად იწვევს $tg\delta$-ს შემცირებას, რომელიც მაღალ სიხშირეებზე სუფთა კრისტალების უმრავლესობისათვის ძალზე მცირეა. მცირე დანაკარგის მიუხედავად, დიელექტრიკული კრისტალების პრაქტიკული გამოყენება საიზოლაციო მასალად შეზღუდულია მათი სიმყიფისა და სხვა არახელსაყრელი მექანიკური თვისებების გამო.

პრაქტიკაში ფართო გამოყენება პოვა ქარსმა, რომელიც, როგორც დაბალ, ისე მაღალ ტემპერატურებზე, გამოსადეგია საიზოლაციო მასალად. ქარსს ახასიათებს საკმარისად მაღალი ელექტრული სიმტკიცე, მცირე დიელექტრიკული დანაკარგი, სითბომედეგობა. ამან განაპირობა ის, რომ ქარსი ერთ-ერთი საუკეთესო საიზოლაციო მასალაა დაბალი სიხშირის ტექნიკაში.

მაღალ სიხშირეზე ქარსი გამოიყენება როგორც დიელექტრიკი კონდენსატორისათვის. ამას ხელს უწყობს არა მარტო მისი ელექტრული სიმტკიცე და მცირე დანაკარგი, არამედ ისიც, რომ ქარსს აქვს თხელ ფურცლებად განშრევების /შრეებად დაყოფის/ უნარი. ქარსის როგორც კონდენსატორული მასალის ნაკლია მისი შედარებით მცირე დიელექტრიკული განვლადობა /$\varepsilon=5\div7$/.

ქარსიანი კონდენსატორის ნაკლია მისი შედარებით მცირე სტა-ბილურობა, ტემპერატურის ცვლა იწვევს მისი ტევადობის შეუქცევად ცვლილებებს.

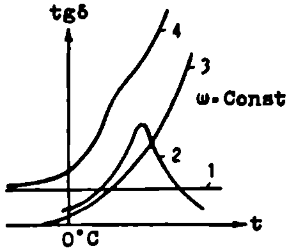
ამორფული მყარი დიელექტრიკების ერთ-ერთ მნიშვნელოვან ჯგუფს შეადგენს მინები. მინის შემადგენლობაში შემავალი ესა თუ ის შენაერთი მნიშვნელოვან როლს ასრულებს, რადგან მინის ფიზიკური და მექანიკური თვისებები განპირობებულია მინის შემადგენელი ნაწილების მთელი ერთობლიობით. ყველაზე უფრო გავრცელებულ მინის შემქმნელ შენაერთებს წარმოადგენს კაჟმიწა SiO_2 და ბორის ანჰიდრიდი B_2O_3. ამ ბარ-ტივე მინის შემადგენლობაში სუსტად ბმული იონები არ არის და ამის შედეგად მცირეა მათი დიელექტრიკული დანაკარგი. რთულ მინებში კი, ჩვეულებრივ, გვაქვს სუსტად ბმული იონები, რომლებსაც შეუძლია მოძრაობა მხოლოდ გარკვეულ, შემოსაზღვრულ არეში და ამის გამო ისინი გამტარ დენს არ გვაძლევენ.

აქ მოსალოდნელია რელაქსაციური დანაკარგის მიღება, მაგრამ გაირკვა, რომ დანაკარგი მინებში არ არის მხოლოდ რელაქსაციური და ატარებს გაცილებით უფრო რთულ ხასიათს. ამის ახსნა შესაძლებელია იმ დაშვებით, რომ მინებში გვაქვს დანაკარგის რამდენიმე სხვადასხვა წყარო.

დადგენილია, რომ რთულ მინებში დიელექტრიკული დანაკარგი ძირითადად სამი სახისაა: გამტარობის დანაკარგი, რელაქსაციური დანაკარგი და სტრუქტურული დანაკარგი. თუ რომელი სახეა ძირითადი, ეს დამოკიდებულია გარეშე ფაქტორებზე; ძირითადად ტემპერატურასა და მოდებული ძაბვის სიხშირეზე. ტექნიკური სიხშირისა და საკმარისად მაღალი ტემპერატურის დროს მთავარ როლს ასრულებს გამტარობის დენი. მაღალ სიხშირეზე ძირითადია რელაქსაციური დანაკარგი, განპირობებული სუსტად ბმული იონების შემოსაზღვრულ არეებში გადანაცვლებით. მაღალ სიხშირეებზე და დაბალ ტემპერატურაზე კი ადგილი აქვს განსაკუთრებული სახის დიელექტრიკულ დანაკარგს, რომლის ბუნება კარგად არ

არის შესწავლილი, მაგრამ, როგორც ჩანს, იგი დამოკიდებული უნდა იყოს სტრუქტურის შედუღებაზე და, ამიტომ, ეწოდება მას სტრუქტურული.

27-ე ნახაზზე მოცემულია ყველა ამ სახის დანაკარგის $tg\delta$-ს ტემპერატურაზე დამოკიდებულების მრუდები მინისათვის. /1/ მრუდი მიღებულია სტრუქტურული დანაკარგისათვის,/2/ -რელაქსაციური დანაკარგისათვის, /3/- გამტარობის დანაკარგისათვის, და ბოლოს, /4/ -გამოსახავს საერთო დანაკარგის $tg\delta$ -ს ტემპერატურაზე დამოკიდებულებას.



ნახ.27

აღსანიშნავია, რომ მუდმივ ძაბვაზე მინაში დენის კლება დროში მცირეა, იმდენად მცირეა, რომ Θ დროის მუდმივა განისაზღვრება რამდენიმე ათეული სეკუნდით. აქედან ვასკვნით, რომ მუდმივი ძაბვის დროს მოცულობითი მუხტების დროში დაგროვება არ შეიტანს თავის წვლილს დიელექტრიკული დანაკარგის სიდიდეში არა მარტო რადიოსიხშირეებზე, არამედ 50 ჰერცზეც.

მაღალ ტემპერატურებსა და ტექნიკურ სიხშირეებზე დიელექტრიკული დანაკარგი მინებში მთლიანად განპირობებულია გამტარობით და, ამიტომ, დანაკარგის თეორიული ახსნა სიძნელეს არ წარმოადგენს.

რაც შეეხება დანაკარგის სიდიდეს მაღალ სიხშირეებზე, მისი რაოდენობრივი დადგენა დაკავშირებულია სიძნელეებთან, რადგან საკმარისად რთულია იონების აქტივაციის ენერგიის დადგენა.

დიდი ექსპერიმენტული მასალის დამუშავების შედეგად გაირკვა, თუ როგორი უნდა იყოს მინის შემადგენლობა, რომ მასში მიღებული დანაკარგი იყოს მცირე. პირველ ყოვლისა, მინა ტუტეებს უნდა შეიცავდეს მცირე რაოდენობით, თუკი ეს შეუძლებელია, მაშინ, შეძლებისდაგვარად, ნატრიუმი უნდა შეიცვალოს კალიუმით; მინაში შეყვანილ უნდა იქნეს ორვალენტოვანი მეტალების /მაგალითად, კალციუმის ან ბარიუმის/ ჟანგეულები.

არაორგანულ დიელექტრიკებში დიდი პრაქტიკული გამოყენება აქვს კ ე რ ა მ ი კ უ ლ მ ა ს ა ლ ა ს . ეს უმთავრესად განპირობებულია მისი მცირე დიელექტრიკული დანაკარგით.

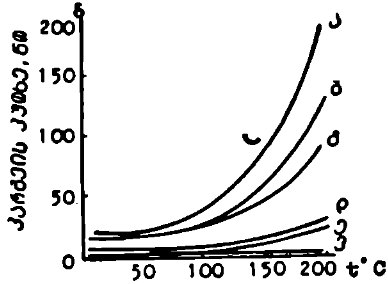
კერამიკული დიელექტრიკები ძირითადად ორ ჯგუფად იყოფა. პირველი ჯგუფის შემადგენლობის დიელექტრიკებში მინისებრი ფაზა შედის, ხოლო მეორე ჯგუფის დიელექტრიკებში იგი თითქმის არ არის. პირველ ჯგუფს განეკუთვნება, მაგალითად, ფაიფური, მეორეს-ალუმინის ჟანგი, რომელიც თითქმის არ შეიცავს მინისებრ ფაზას, და სპეციალური კერამიკული დიელექტრიკები, შექმნილი ტუტე-მიწა მეტალებსა და რუტილზე და ა.შ. დადგენილია, რომ კერამიკულ მასალაში დიელექტრიკული დანაკარგი რიგ შემთხვევებში წარმოადგენს კრისტალურ და მინისებრ ფაზებში მიღებულ დანაკარგის ადიტიურ ჯამს. უნდა ვიფიქროთ, რომ კერამიკულ მასალებში მიღებული დანაკარგის ძირითადი წყაროა მინისებრი ფაზა. ეს დასკვნა ეყრდნობა იმ ფაქტს, რომ კრისტალების უმრავლესობაში დანაკარგი ძალზე მცირეა, რადგან იგი დაკავშირებულია იონური კრისტალური მესერის მცირე გამტარობასთან.

დანაკარგი კერამიკულ მასალაში შესაძლებელია განპირობებული იყოს რელაქსაციური პროცესებით. ჩვეულებრივ, რელაქსაციურ დანაკარგს იძლევა მყიფე მასალა.

კერამიკულ მასალაში დიელექტრიკული დანაკარგის მესამე წყარო შეიძლება იყოს წყალი. ამასთანაა დაკავშირებული, რომ ფორებიან კერამიკულ ნიმუშებში, ჩვეულებრივ, დანაკარგი დიდია.

აღნიშნული იყო, რომ ფაიფური შეიცავს მინისებრი ფაზის დიდ

რაოდენობას, რომელიც მდიდარია ფუძეებით, უმთავრესად მინდვრის შპა-ტის ხარჯზე. მინდვრის შპატის შეცვლა ორვალენტოვანი იონების შემც-ველი შენაერთებით საშუალებას იძლევა მნიშვნელოვნად შემცირდეს და-ნაკარგი. ასეთი გზით იყო შექმნილი მაღალსიხშირული დიელექტრიკ-რა-დიოფაიფური.



ნახ.28

28-ე ნახაზზე მოყვანილია δ დანაკარგის კუთხის ტემპერატუ-რაზე დამოკიდებულება სხვადასხვა ხარისხის ფაიფურისათვის ორი მი-ლიონი ჰერცის სიხშირეზე. /ა/ მრუდი შეესაბამება საიზოლაციო ფაი-ფურს, /ბ/- ქიმიურ ფაიფურს, /გ/-მილურ ფაიფურს, ხოლო დანარჩენი სამი -რადიოფაიფურს.

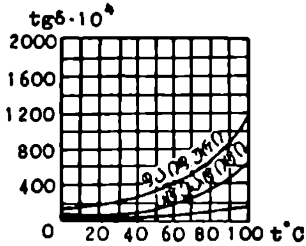
მე-4 ცხრილში მოყვანილია დიელექტრიკული დანაკარგისა და დიელექტრიკული განვლადობის მნიშვნელობები, რომლებიც მიღებულია სხვადასხვა კერამიკული მასალისათვის სხვადასხვა სიხშირეზე.

ცხრილი 4

სიხშირე ჰერცებში	თიხოვანი მასები /საიზოლაციო ფაიფური/	თიხოვანი მასები, რომლებიც შეიცავენ ჟანგეულებს/რადიოფაიფური/	სტეატიტის მასები/მაგნიუმის სილიკატების საფუძველზე/	რუტილის მასები, რომლებშიც 80% და მეტი რუტილია	მასები ტუტემიწა მეტალების საფუძველზე	კერამიკული მასები ბარიუმის ტიტანატის საფუძველზე
50	0,017–0,025	0,002–0,006	0,0010–0,0030	0,003–0,01	0,002–0,005	0,02–0,08
$tg\delta$ 800			0,0008–0,0010	0,003–0,005	-	-
10^{-6} 10^7	0,007–0,012	0,0025–0,0040	0,003–0,0020	0,003–0,0020	0,0003–0,0010	0,006–0,20
ε	5,0–6,5	5,5–6,5	595–7,5	60–100	13–100	1000–2000

ცხრილიდან ჩანს, რომ დანაკარგის კუთხე ფაიფურში არაა მცირე. იგი გაცილებით აღემატება დანაკარგს იმ მასალებში, რომლებიც მცირე რაოდენობით შეიცავს მინისებრ ფაზასა და ტუტეებს.

დანაკარგის კუთხის სიხშირესა და ტემპერატურაზე დამოკიდებულება კერამიკული მასალისათვის ისეთივეა, როგორიც მინებისათვის. განსხვავება მხოლოდ ისაა, რომ კერამიკულ მასალაში $tg\delta$ სიხშირის ზრდისას უფრო მკვეთრად ეცემა, ვიდრე მინებში.



ნახ.29

29-ე ნახაზზე მოცემულია კერამიკული მასალის $tg\delta$ -ს დამოკიდებულება ტემპერატურაზე ტექნიკური სიხშირის დროს /50 ჰერცი/. ნახაზიდან ჩანს, რომ კერამიკულ მასალაში დანაკარგის კუთხე მცირეა და, ამავე დროს, მის ტემპერატურაზე დამოკიდებულების მრუდს არა აქვს მაქსიმუმი. ასეთივე შედეგი მიიღება სიხშირეზე დამოკიდებულების დროსაც.

§ 14. დიელექტრიკული დანაკარგი მყარ ორგანულ დიელექტრიკებში

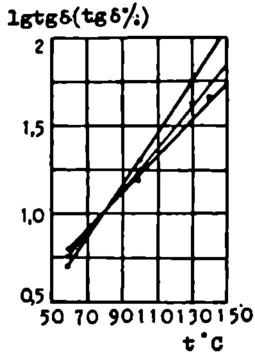
მყარ ორგანულ დიელექტრიკებს, ჩვეულებრივ, ყოფენ ორ ჯგუფად. ერთს მიეკუთვნება პოლარული მოლეკულების და პოლარული ჯგუფების არშემცველი დიელექტრიკები, ხოლო მეორეს-დიელექტრიკები, რომლებშიც გვაქვს აღნიშნული სახის მოლეკულები ან მათი ჯგუფები. პირველი ჯგუფის დიელექტრიკთა დანაკარგი ძალზე მცირეა, ხოლო მეორე ჯგუფის-მეტად მგრძნობიარეა გარეშე ფაქტორების მოქმედების მიმართ; ძლიერია სიხშირესა და ტემპერატურაზე დამოკიდებულება. ამავე დროს ამ ჯგუფში დიელექტრიკთა დანაკარგის კუთხე აღწევს საკმარისად დიდ მნიშვნელობას.

პირველ ჯგუფს მიეკუთვნება ამორფული ორგანული დიელექტრიკები /პოლისტიროლი, კრისტალური მყარი დიელექტრიკები: პარაფინი,ნაფტალი-

ნი, ტოლუოლი და ა.შ./. ეს დიელექტრიკები არ შეიცავს არც სუსტად ბმულ იონებს და არც პოლარულ ჯგუფებს. ამის გამო ამ სხეულებში რელაქსაციურ პროცესებს არ აქვს ადგილი.

ასეთი დიელექტრიკების პოლარიზაცია მხოლოდ ელექტრონების წანაცვლებითაა გამოწვეული. ამის გამო, ნელი პოლარიზაციით განპირობებული დანაკარგი აქ გამორიცხულია. ამგვარად, დანაკარგის შესაძლო სახეებიდან ამ კლასის დიელექტრიკებისათვის შესაძლოა მხოლოდ გამტარობის დანაკარგი. მათი ელექტროგამტარობა მხოლოდ მინარევულია და, მაშასადამე, გაწმენდილი ნიმუშების დიელექტრიკული დანაკარგი იქნება ძალზე მცირე.

სუსტი პოლარობა ახასიათებს პოლიმერიზებული ზეთისა და ასფალტის ფისებს. დაბალ სიხშირესა და მაღალ ტემპერატურაზე ეს დიელექტრიკები არ განსხვავდებიან არაპოლარული დიელექტრიკებისაგან. მათი დანაკარგი დაბალ სიხშირეზე ომური ხასიათისაა.



ნახ.30

30-ე ნახაზზე მოცემულია $tg\delta$ -ს ტემპერატურაზე დამოკიდებულება სხვადასხვა ასფალტის ლაქების ფირებისათვის, რომლებიც გამოიყენება ელექტრომანქანების საიზოლაციო მასალად.

ნახაზის თანახმად, მრუდეებს 60^0-ზე ზევით აქვს ექსპონენციალური ხასიათი.

დაახლოებით ასეთივე სახე აქვს $tg\delta$ -ს ტემპერატურაზე დამოკიდებულებას შელაქში, ბაკელიტსა და სხვა სახის ფისებში. დაბალ სიხშირესა და ტემპერატურაზე, როდესაც ფისს აქვს საკმარისად დიდი სიმაგრე, დიელექტრიკული დანაკარგი იონური ხასიათისაა.

არაპოლარული პოლიმერების ელექტროგამტარობის ტემპერატურაზე დამოკიდებულება-ტემპერატურული სვლა, ახლოა $tg\delta$ -ს ტემპერატურულ სვლასთან.

დადგენილია, რომ არაპოლარული პოლიმერის ოდნავი გაჭუჭყიანება /მინარევების გაჩენა/ მკვეთრად ცვლის მასში დიელექტრიკული დანაკარგის სიდიდეს.

განვიხილოთ დიელექტრიკული დანაკარგი პოლარული მოლეკულების შემცველ მყარ ორგანულ დიელექტრიკებში. მყარ ფაზაში მცირე რიგი ნივთიერებებისათვის, როგორც ცნობილია, უნდა დავუშვათ შიდამოლეკულური დიპოლური ჯგუფების ბრუნვის შესაძლებლობა /მყარი HCl, ყინული და ა.შ./. საიზოლაციო მასალებში ასეთ ნივთიერებებს განეკუთვნება: პოლარული ჯგუფების შემცველი პოლიმერები, მინარევული პარაფინი, ცელულოზური მასალა და სხვ.

დიპოლური ხასიათის დანაკარგი ამ ჯგუფის დიელექტრიკებს შორის განსაკუთრებული სიმკვეთრით მჟღავნდება მინარევულ პარაფინში; მის ტემპერატურაზე დამოკიდებულებაში ნათლადაა გამოხატული მაქსიმუმი.

დიელექტრიკული დანაკარგის დიპოლური ხასიათი კარგად მჟღავნდება, აგრეთვე, პოლარული მოლეკულების შემცველ გადაცივებულ სითხეებში. პოლარული ჯგუფების ბრუნვის შესაძლებლობა დამტკიცებულია ისეთი ამორფული სხეულებისათვის როგორიცაა ფენოლ-ფტალეინი, გლიცერინი და სხვ. მათი დანაკარგის დიპოლურ ხასიათზე მიგვითითებს ε -ს და $\varepsilon tg\delta$ -ს ტემპერატურაზე დამოკიდებულება.

დიპოლური დიელექტრიკული დანაკარგი მკვეთრადაა გამოხატული ვულკანიზირებულ კაუჩუკში. მდიდარი ექსპერიმენტული მასალა საშუალებას იძლევა დავუშვათ, რომ მაღალ ტემპერატურებზე პოლიმერებში მიღებული რელაქსაციური დანაკარგი განპირობებულია დიპოლური მომენტების ორიენტაციით.

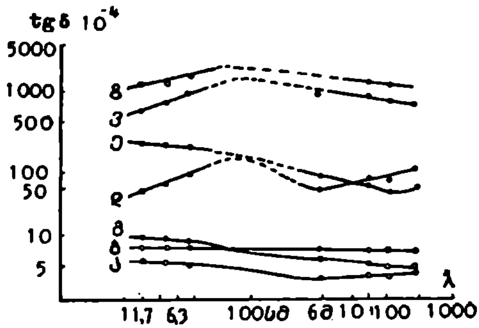
მე-5 ცხრილში მოცემულია სხვადასხვა პოლარული და არაპოლარული პოლიმერების $tg\delta$-ს მნიშვნელობანი ოთახის ტემპერატურაზე.

ც ხ რ ი ლ ი 5

ნივთიერება	დიპოლი	სიხშირე= 10^6 ჰერცი $t=20^0$
პოლისტიროლი	არაპოლარული დიელექტრიკი	10^{-4}
პოლივინილნაფტალინი	"----------"	3.10^{-4}
სტიროლისა და ვინილნაფტალინის ერთობლივი პოლიმერი	"----------"	10^{-4}
პოლივინილაცეტატი	$-O-\overset{\overset{O}{\Vert}}{C}-CH_2$	3.10^{-2}
პოლივინილქლორიდი	$-Cl$	2.10^{-2}
პოლიმეტილვინილკეტონი	$-\overset{\overset{CH_3}{\vert}}{C}=O$	$2{,}5.10^{-2}$
პოლისტიროლი, პლასტიფიცირებული ტრიკრეზილფოსფატით	$(OH)PO_4$	10^{-2}
პოლისტიროლი, პლასტიფიცირებული დიბუტილფტალატით	$O-C=O$	2.10^{-2}

მე-5 ცხრილით მტკიცდება, რომ პოლარული ჯგუფების შემცველ პოლიმერში დანაკარგი ყოველთვის დიდია.

მიკროტალღოვანი ტექნიკა დიელექტრიკებს უყენებს სრულიად ახალ მოთხოვნებს. ამასთან დაკავშირებით მუშავდება დიელექტრიკული განვლადობის გაზომვის ახალი მეთოდები ზემაღალი სიხშირეების დიაპაზონში.



ნახ. 31

31-ე ნახაზზე მოცემულია მყარი დიელექტრიკების $tg\delta$-ს დამოკიდებულება ტალღის სიგრძეზე. მრუდეები მიღებულია: ა/-კალიტისათვის /მაგნეზიალურ-სილიკატური კერამიკული მასალა /, ბ/-კრისტალური კვარცისათვის; გ/ პოლისტიროლისათვის, დ/-ფაიფურისათვის, ე/-ჰეტინაქსისათვის და ვ/-ფიბრასათვის.

ნახაზის თანახმად, $tg\delta$ დიელექტრიკების უმრავლესობისათვის სიხშირის ზრდის დროს მცირდება და ეს შემცირება მიიღება სანტიმეტრული ტალღების შუალედში. ძალზე მცირე დანაკარგის კუთხის მქონე დიელექტრიკებისათვის /მაგალითად, კვარცისათვის/ $tg\delta$ არ იცვლება სიხშირეთა საკმაოდ დიდ ინტერვალში.

ε-ს და $tg\delta$-ს ზემაღალ სიხშირეებზე გაზომვის შედეგად შეიძლება დავასკვნათ: ა/ 3.10^8 ჰერცამდე მაღალი მახასიათებლების მქონე დიელექტრიკები ინარჩუნებენ კარგ თვისებებს მიკრორადიოტალღების ველებშიც და ბ/ რიგი მყარი დიელექტრიკებისათვის ადგილი აქვს დანაკარგის კუთხის ერთგვარ შემცირებას სიხშირის ზრდის დროს.

§ 15. დიელექტრიკული დანაკარგი არაერთგვაროვან დიელექტრიკებში

ფიზიკურად ერთგვაროვანი დიელექტრიკები ტექნიკაში იშვიათად გამოიყენება. ტექნიკური იზოლაციის ცალკეულ ელემენტებს აქ აქვს სხვადასხვა ელექტრული მახასიათებელი: სხვადასხვა გამტარობა, დიელექტრიკული განვლადობა, დანაკარგის კუთხის ტანგენსი /$tg\delta$/. კაბელის იზოლაცია, მაგალითად, შედგება კომპაუნდით გაჟღენთილი ქაღალდის ფენებისაგან; მანქანის იზოლაცია ქაღალდის ფურცლებია, ზედ დაკრული ქარსის ფურცლებით და, ბუნებრივია, ორივე შემთხვევაში საქმე გვაქვს რთულ არაერთგვაროვან დიელექტრიკებთან, რომელთა თვისებების შესწავლა ცვლად ელექტრულ ველში წარმოადგენს საკმარისად რთულ ამოცანას. ეს ამოცანა, რომელიც დაკავშირებულია პრაქტიკულად ყველა მნიშვნელოვან საკითხებთან, ბუნებრივია, მოითხოვდა ამა თუ იმ მეთოდით გადაწყვეტას. ამ პარაგრაფში განვიხილავთ ფორმალურ ამოხსნას, რომელიც მოიცავს მოვლენებს მათი ფიზიკური მექანიზმის განხილვის გარეშე.

საკითხისადმი ფორმალური მიდგომის დროს არაერთგვაროვან დიელექტრიკად თვლიან ისეთ ელექტრულად სხვადასხვაგვარ ნაწილების ნარევს, რომელთა ზომები საკმაოდ აღემატება არაერთგვაროვანი დიელექტრიკის /რთული სისტემის, აგრეგატის/ შემადგენელი მოლეკულების ზომებს. ასეთ პირობებში დიელექტრიკი განიხილება როგორც მთლიანი უწყვეტი გარემო. ეს უფლებას გვაძლევს გარემოში მიღებული წანაცვლება და დენები დავახასიათოთ ε დიელექტრიკული განვლადობით და γ ელექტროგამტარობით: ელექტრულად არაერთგვაროვან დიელექტრიკში ორივე ეს სიდიდე /ε და γ/ წარმოადგენს მდებარეობის

ფუნქციას. ჩვენი ამოცანაა ვიპოვოთ ის კავშირი, რომელიც არსებობს ცალკეული კომპონენტების მახასიათებლებსა და ცვლად ელექტრულ ველ-ში მიღებულ ენერგიის გაბნევას შორის.

პროცესების მექანიზმისაგან დამოუკიდებლივ ცვლად ელექტ-რულ ველში დიელექტრიკები შეიძლება დავახასიათოთ მხოლოდ ერთი სი-დიდით-კომპლექსური ელექტროგამტარობით- $\dot{\gamma}$. კომპონენტის ელექტრო-გამტარობა წარმოიდგინება შემდეგი სახით:

$$\dot{\gamma}_k = \frac{\varepsilon_k \omega}{K_0}\left(i + tg\delta_k\right), \qquad /227/$$

სადაც $K_0 = 4\pi 9 \cdot 10^{11}$. ε_k კომპონენტის დიელექტრიკული განვლადობაა, δ_k - კომპონენტის დანაკარგის კუთხე, ხოლო $i = \sqrt{-1}$.

$\dot{\gamma}_k$-ის მიმართ მივიღოთ ორი დაშვება. 1. $\dot{\gamma}_k$ ყოველთვის შეიძლება ისე შეირჩეს, რომ დაცული იყოს პირობები:

$$1 \leqslant \varepsilon_k \leqslant \infty$$

და

$$0 \leqslant \delta_k \leqslant \frac{\pi}{2} .$$

ეს საშუალებას მოგვცემს რთულ სისტემაში /აგრეგატში/ კომპონენტი შევცვალოთ $\dot{\gamma}_k$ გამტარობის მქონე ერთგვაროვანი გარემოთი, რაც არ გამოიწვევს აგრეგატის ელექტრული მახასიათებლების შეცვლას.

2. მეორე დაშვების თანახმად, ცალკეული კომპონენტის შეს-წავლამ საშუალება უნდა მოგვცეს $\dot{\gamma}_k$ სიდიდის დადგენისა. $\dot{\gamma}_k$-ს მნიშვნელობები იცვლება ფართო შუალედებში. დიდი ელექტროგამტარობის მქონე ნივთიერებებისათვის/მეტალები, წყალი დაბალ სიხშირეებზე/ $\dot{\gamma}_k$ -ს არსი ნაწილის სიდიდე კარგი დიელექტრიკების ელექტროგამტა-რობის სიდიდეზე მეტია.

ზოგჯერ დიდი გამტარობის მქონე ნივთიერებები /მაგალითად, წყალი/ დიელექტრიკში მყარი კომპონენტების ზედაპირზე ქმნის თხელ გამტარ აფსკებს. მათი ახსნისათვის ხელსაყრელია ე.წ. ზედაპირული ელექტროგამტარობის შემოტანა, რომელსაც დავახასიათებთ არსი კუთრი ზედაპირული წინააღმდეგობით / ρ_S /.

დიელექტრიკული დანაკარგი ამახინჯებს ელექტრულ ველს. ამ დროს ველი დამოკიდებულია არა მარტო მოდებულ ძაბვასა და კოორდინატებზე, არამედ-დროზეც; ეს აიხსნება იმ დამოკიდებულებით, რომელიც არსებობს ველსა და რელაქსაციის დროს შორის, ველსა და დისოცირებულ /თავისუფალ/ იონების ძვრადობას შორის. განვიხილოთ ისეთი სიდიდეები, რომლებიც ნაკლებად განიცდიან ელექტრომაგნიტური ველის გავლენას. მაშინ როდესაც ველი სინუსოიდურია, მისი დამახასიათებელი სიდიდეები/პოტენციალი, დაძაბულობა, დენის ძალა, ინდუქციის ვექტორი/ წარმოადგენს დროის სინუსოიდურ ფუნქციას. თუ მათ წარმოვადგენთ სიმბოლური მეთოდის გამოყენებით, როგორც კომპლექსურ სიდიდეებს, მაშინ კომპლექსური $\dot{\gamma}$ გამტარობის შემოტანით შევძლებთ ელექტრული ველის შესწავლას. ამისათვის უნდა ვისარგებლოთ ელექტრული დენის ჩაკეტილობით /მაქსველის თეორემით/, რომელიც წარმოდგენილია განტოლებით

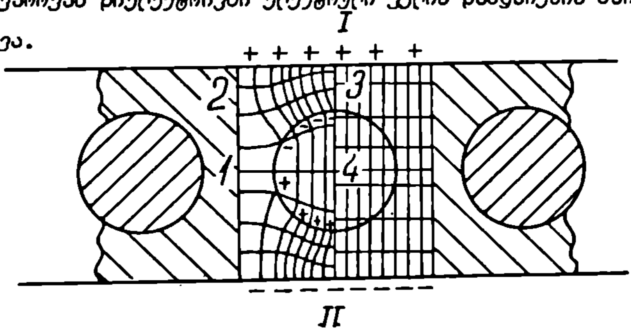
$$\mathrm{div}(\dot{\gamma}\,\mathrm{grad}\,\dot{\varphi}) = 0, \qquad /228/$$

სადაც $\dot{\varphi}$ კომპლექსური პოტენციალია.

იმ არეებში, სადაც $\dot{\gamma} = const$ /228/, ფორმულა გვაძლევს ლაპლასის განტოლებას

$$\Delta(\dot{\gamma}\cdot\dot{\varphi}) = 0. \qquad /229/$$

ელექტრული ველის დამყარების პროცესში დიელექტრიკის არაერთგვაროვნება გვაძლევს გართულებებს. განვიხილოთ 32-ე ნახაზზე მოცემული არაერთგვაროვან დიელექტრიკში ელექტრული ველის დამყარების მარტივი შემთხვევა.



ნახ. 32

ორ ბრტყელ I და II ელექტროდს შორის ერთმანეთისაგან ტოლ მანძილებზე განლაგებულია B მასალის ცილინდრთა წყობა. ამ მასალის დიელექტრიკული განვლადობა აღვნიშნოთ ε_B-თი. A გარემოს დიელექტრიკული განვლადობა იყოს ε_A . დავუშვათ, რომ $\varepsilon_A = \varepsilon_B$. ისიც დავუშვათ, რომ A და B ნივთიერებების ელექტროგამტარობები სხვადასხვაა და, კერძოდ, $\gamma_A < \gamma_B$. მუდმივი ძაბვის მოდების პირველ მომენტში ველი სრულიად ერთგვაროვანია, რაც ნახაზზე გამოხატულია ჰორიზონტალური და ვერტიკალური ხაზებით; პირველი წარმოადგენს ეკვიპოტენციურ ზედაპირებს, ხოლო მეორე- დენის მილებს. ველი განაწილდა დიელექტრიკული განვლადობის მიხედვით. დროის შემდგომ მომენტში, სხვადასხვა ელექტროგამტარობის გამო, დიელექტრიკების გამყოფ ზედაპირთან თავს იყრის მოცულობითი მუხტები და ელექტრული ველი იცვლება. ეს მიმდინარეობს მანამ, ვიდრე არ მიიღება ველის განაწილება ელექტროგამტარობათა მიხედვით. ეს სურათი მოცემულია ნახაზის ცენტრალური ნაწილის მარცხენა მხარეს.

ცვლად ელექტრულ ველში მოვლენები გართულებულია. ამ დროს პერიოდულად იცვლება ეკვიპოტენციური ზედაპირების სივრცობრივი განლაგება და აგრეთვე პოტენციალების აბსოლუტური მნიშვნელობანი. თუ სინუსოიდურად ცვლად პოტენციალებს დავახასიათებთ $\dot{\varphi}$ კომპლექსური სიდიდეებით, მაშინ ვერ ვიპოვით ვერც ეკვიპოტენციურ ზედაპირებს და ვერც დენის მილებს; ისინი არსებობენ მხოლოდ ზოგიერთ შემთხვევაში: განხილულ შემთხვევაში ცვლად ველში ეკვიპოტენციური იქნება მხოლოდ I და II ელექტროდების ზედაპირები და ის სიბრტყე, რომელიც გადის ცილინდრთა ღერძებზე. დენის მილებს კი ქმნის მხოლოდ 1,2 და 3,4 და ა.შ. ხაზები.

მაქსველმა დაამტკიცა, რომ დიელექტრიკი, რომელიც შექმნილია

მიმდევრობით ჩართული სხვადასხვა ელექტრული მახასიათებლების მქონე ფენებით, ხასიათდება ვარდნის დენებით /მასში ადგილი აქვს დენის დროში შემცირებას/, თუკი დაცულია შემდეგი პირობები:

$$\frac{\varepsilon_A}{\gamma_A} \neq \frac{\varepsilon_B}{\gamma_B} \neq \frac{\varepsilon_C}{\gamma_C} \neq \dots \qquad /230/$$

ხოლო, თუ

$$\frac{\varepsilon_A}{\gamma_A} = \frac{\varepsilon_B}{\gamma_B} = \frac{\varepsilon_C}{\gamma_C} \qquad /230'/$$

და

$$\varepsilon_A = \varepsilon_B \neq \varepsilon_C \neq$$

მაშინ $\varepsilon_A, \varepsilon_B, \varepsilon_C$-ს, $\gamma_A, \gamma_B, \gamma_C$ -ს მუდმივობის პირობებ-ში, დენი დროში არ კლებულობს. ამ დროს არც ველის გადანაწილებას აქვს ადგილი. ამგვარად, დენის ვარდნა გამოწვეულია ველის გადანა-წილებით /ცვლილებით/; თუ ველი არ იცვლება, დენი არ ეცემა.

განვაზოგადოთ საკითხი და γ -ში ვიგულისხმოთ გაბნევის მახასიათებელი, მაშინ, თუ მხედველობაში მივიღებთ, რომ გამტარო-ბის დანაკარგი

$$tg\delta_k = \frac{K_0 \gamma_k}{\omega \varepsilon_k},$$

/230/ პირობის ნაცვლად უნდა დავწეროთ:

$$tg\delta_A \neq tg\delta_B \neq tg\delta_C \neq \qquad /231/$$

ხოლო /230'/ პირობის ნაცვლად გვექნება:

$$tg\delta_A = tg\delta_B = tg\delta_C =$$

ამ დროს /228/ განტოლება შეიცვლება განტოლებით:

$$div(\gamma\, grad\, \varphi) = 0,$$

სადაც γ სრული ელექტროგამტარობის მოდული არის წმინდა არსი სიდიდე, ხოლო φ -პოტენციალის მაქსიმალური მნიშვნელობა მოცემულ წერტილში.

ამ შემთხვევაში ცვლადი ელექტრული ველისათვის აღდგენი-ლია ეკვიპოტენციური ზედაპირებისა და დენის მილების სრული სურათი.

კომპლექსურ არეში /228/ განტოლება ამოხსნილია მხოლოდ რამდენიმე-კერძო შემთხვევაში. დანარჩენ დროს მიღებულია მხოლოდ

მიახლოებითი ამოხსნები. უნდა აღინიშნოს, რომ არაერთგვაროვანი დიელექტრიკი უფრო ხშირად შეიძლება დაიყოს მთელ რიგ უჯრედებად, რომლებშიც ყველა პროცესი მსგავსად წარიმართება. მაგალითად, 32-ე ნახაზზე წარმოდგენილ დიელექტრიკისათვის უჯრედს წარმოადგენს მოცულობა, რომელიც შემოფარგლულია 1,2; 2,3; 3,4; 4,1 ხაზებით.ასეთი იზოლირებული უჯრედისათვის ამოცანის ამოხსნა ნიშნავს ამოცანის ამოხსნას მთელი დიელექტრიკისათვის.

ყოველი უჯრედისათვის ცალ-ცალკე /228/ განტოლების ამოხსნა გაძნელებულია შესაბამისი სასაზღვრო პირობების განსაზღვრის სიძნელის გამო. სასაზღვრო პირობები ადვილად მოიძებნება მხოლოდ იმ უჯრედებისათვის, რომლებიც შემოსაზღვრულია ეკვიპოტენციური ზედაპირებით და მათ შორის მოთავსებული დენის მილების უბნებით.

/228/ განტოლების მიახლოებითი ამოხსნისათვის შესაძლებელია ე.წ. ბადეების მეთოდის გამოყენება. მეთოდის არსი ის არის, რომ დიელექტრიკი შეცვლილია კომპლექსური წინააღმდეგობებისაგან შემდგარი ბადის მოდელით[1]. ამ მეთოდით ამოცანის ამოხსნა დაიყვანება შენაცვლების სქემათა გამოკვლევაზე. ეს კი საშუალებას გვაძლევს გამოვიყენოთ ცვლადი დენების თეორიის აპარატი იმისათვის, რომ გამოვითვალოთ არაერთგვაროვანი დიელექტრიკის /აგრეგატის/ დანაკარგის კუთხე და დიელექტრიკული განვლადობა.

დიელექტრიკთან მიყვანილი სიმძლავრე შეიძლება გამოიხატოს შემდეგი სახით:

$$W = W' + iW'',$$

სადაც W' აქტიური სიმძლავრეა, W'' - რეაქტიული, ხოლო $i=\sqrt{-1}$.

- - - - - - - - - - - - - - - - - -

1/ Х а р т ш о р н. Об электрических сетках для приближенного решения дифференциальных уравнений. Ж. прикл. физ. 1929. т.VI.

W' და W'' მიღებულია იმ სიდიდეების ადიტიური შეკრებით, რომლებიც ეთანადება ყოველ კომპონენტს:

$$W' = \sum_{l=1}^{n} w_l' \; ; \qquad /232/$$

$$W'' = \sum_{l=1}^{n} w_l''$$

აგრეგატის დანაკარგის კუთხის ტანგენსი შეიძლება განისაზღვროს როგორც W'-სა და W''-ის შეფარდება:

$$tg\delta = \frac{W'}{W''} \qquad /233/$$

l-რი კომპონენტის დანაკარგის კუთხის ტანგენსი ტოლია

$$tg\delta_l = \frac{W_l'}{W_l''}\,.$$

იმისათვის, რომ გამოვითვალოთ აგრეგატის $tg\delta$ კომპონენტების $tg\delta$-ს საშუალებით, უნდა დავეყრდნოთ შენაცვლების ეკვივალენტური სქემის გარკვეულ სახეს.

შენაცვლების სქემის მიუხედავად ზოგად შემთხვევაში შეიძლება დამტკიცდეს შემდეგი თეორემა: აგრეგატის დანაკარგის კუთხის მნიშვნელობა ყოველთვის იმყოფება კომპონენტის დანაკარგის მაქსიმალურ და მინიმალურ მნიშვნელობებს შორის.

/232/ განტოლება შევიტანოთ /233/ განტოლებაში და მოვახდინოთ მარტივი გარდაქმნები, მივიღებთ:

$$tg\delta = \frac{\sum_{l=1}^{n} W_l'}{\sum_{l=1}^{n} W_l''} = \frac{\sum_{l=1}^{n} W_l''\frac{W_l'}{W_l''}}{\sum_{l=1}^{n} W_l''} = \frac{\sum_{l=1}^{n} W_l'' tg\delta_l}{\sum_{l=1}^{n} W_l''}\,.$$

W_l'' არსებითად დადებითი სიდიდეა, მაშასადამე, შეიძლება დავუშვათ, რომ

$$\frac{W_l''}{\sum W_l''} = \frac{\vartheta_l}{\sum \vartheta_l} \geqslant 0,$$

სადაც ϑ_l არის არსებითად დადებითი პარამეტრი, რომელიც დამოკიდებულია l-რი კომპონენტის მოცულობით კონცენტრაციასა და განაწილებაზე.

მეშით ჩამოყალიბებული თეორემის დასამტკიცებლად შევადგინოთ სხვაობა:

$$\operatorname{tg}\delta_{max}-\operatorname{tg}\delta=\operatorname{tg}\delta_{max}-\frac{\sum \vartheta_l \operatorname{tg}\delta_l}{\sum \vartheta_l}=$$

$$=\frac{\sum \vartheta_l\left(\operatorname{tg}\delta_{max}-\operatorname{tg}\delta_l\right)}{\sum \vartheta_l};$$

მარჯვენა მხარეს მდგომი სხვაობა

$$\operatorname{tg}\delta_{max}-\operatorname{tg}\delta_l>0$$

და, ვინაიდან

$$\frac{\vartheta_l}{\sum \vartheta_l}\geqslant 0,$$

ამიტომ

$$\operatorname{tg}\delta_{max}-\operatorname{tg}\delta\geqslant 0,$$

ანუ

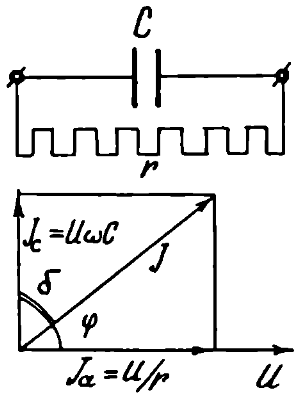
$$\operatorname{tg}\delta_{max}\geqslant \operatorname{tg}\delta.$$

ანალოგიური გზით მტკიცდება, რომ

$$\operatorname{tg}\delta_{min}\leqslant \operatorname{tg}\delta.$$

აშკარად, დიელექტრიკების არაერთგვაროვნება თავისთავად არ იძლევა დამატებით დიელექტრიკულ დანაკარგს. ეს შედეგი ერთი შეხედვით მოულოდნელია, რადგან დიელექტრიკული დანაკარგის ხასიათი დაკავშირებულია მის არაერთგვაროვნებასთან. მიღებული გარემოება იმით აიხსნება, რომ აგრეგატის დანაკარგის კუთხის სიდიდე არავითარ პირობებში არ გახდება მეტი კომპონენტის დანაკარგის კუთხის მაქსიმალურ მნიშვნელობაზე. ეს იმით აიხსნება, რომ მაშინაც კი, როდესაც დიელექტრიკების გამყოფ ზედაპირზე მუხტების დაგროვება ინტენსიურად წარმოებს, მასთან დაკავშირებული აქტიური აბსორბციული დენი ყოველთვის ნაკლებია იმ დენზე, რომელიც მიიღება ცალკე აღებულ მეტი გამტარობის მქონე დიელექტრიკში.

ფენოვანი დიელექტრიკისათვის ადვილად გამოითვლება აგრეგატის ε და $\operatorname{tg}\delta$ კომპონენტების ε-ით და $\operatorname{tg}\delta$-ით. ამ დროს დასაშვებია ვისარგებლოთ მარტივი, მიმდევრობითი და პარალელური შენაცვლების სქემებით.



ნახ. 33

განვიხილოთ შრეების პარალელური შეერთება. ამ შემთხვევაში გამყოფი სიბრტყე ელექტრული ველის პარალელურია და მიზანშეწონილია ყოველი შრისათვის გამოვიყენოთ პარალელური ეკვივალენტური სქემა. იგი შედგება უდანაკარგო C კონდენსატორისაგან, რომელიც შუნტირებულია r წინააღმდეგობით /ნახ.33/. C და r პარამეტრების მქონე პარალელური სქემით შეცვლილ დიელექტრიკში გამავალი სრული დენი ტოლია:

$$J = \frac{U}{r} + i\omega C U = J_a + iJ_c ,$$

სადაც U არის მოდებული ძაბვა, ω -წრიული სიხშირე, ხოლო $i = \sqrt{-1}$.

სრული G გამტარობისათვის გვაქვს

$$G = \frac{J}{U} = \frac{1}{r} + i\omega C = g + ib ,$$

სადაც g აქტიური გამტარობაა, ხოლო b -რეაქტიული, 33-ე ნახაზიდან ჩანს, რომ

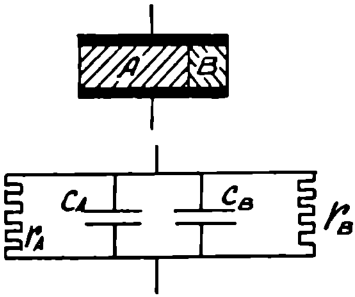
$$\mathrm{tg}\,\delta = \frac{J_a}{J_c} = \frac{g}{b} = \frac{1}{\omega C r} . \qquad /234/$$

დიელექტრიკული დანაკარგისათვის გვაქვს:

$$W = \frac{U^2}{r} = U^2 \omega C \cdot \mathrm{tg}\,\delta . \qquad /235/$$

დავუშვათ, რომ არაერთგვაროვანი დიელექტრიკი შემდგარია ორი პარალელურად შეერთებული შრისაგან /ნახ.34/. ამ დროს შრეებზე მოდებული

ძაბვები ტოლია და; ამიტომ, მიზანშეწონილია პარალელური ჩანაცვლე-ბის სქემა გამოვიყენოთ ორივე შრისათვის ცალ-ცალკე.



ნახ. 34

აგრეგატის დანაკარგის კუთხის ტანგენსი ამ შემთხვევაში ტოლია

$$tg\delta=\frac{\sum W'}{\sum W''}=\frac{\omega C_A U^2 tg\delta_A+\omega C_B U^2 tg\delta_B}{\omega C_A U^2+\omega C_B U^2}=$$

$$=\frac{C_A tg\delta_A+C_B tgB}{C_A+C_B}. \qquad /236/$$

კომპონენტების მოცულობითი კონცენტრაციები აღვნიშნოთ a და b-თი / $a+b=1$ /, მაშინ

$$\frac{C_B}{C_A}=\frac{b\varepsilon_B}{a\varepsilon_A},$$

სადაც ε_A და ε_B შესაბამისად, A და B კომპონენტების დიელექ-ტრიკული განვლადობებია.

შემოვიტანოთ აღნიშვნები: $\frac{b}{a}=\mu$ და $\frac{\varepsilon_A}{\varepsilon_B}=\eta$, მაშინ

$$tg\delta=tg\delta_A+\frac{\mu}{\eta+\mu}\left(tg\delta_B-tg\delta_A\right). \qquad /237/$$

თუ ვისარგებლებთ შენაცვლების პარალელური სქემით აგრეგა-ტის დიელექტრიკული განვლადობისათვის მივიღებთ:

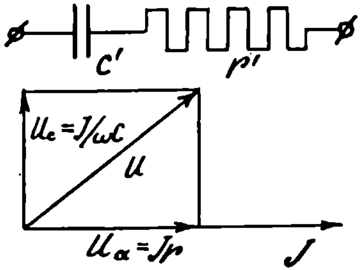
$$\varepsilon=a\varepsilon_A+b\varepsilon_B. \qquad /238/$$

რომელსაც შრეების სისქე ტოლია, მაშინ

$$\frac{a}{b} = \frac{S_A}{S_B},$$

სადაც S_A და S_B შრეების ზედაპირთა ფართია.

განვიხილოთ შრეების მიმდევრობითი შეერთება. ამ დროს მიზანშეწონილია ყოველი შრისათვის გამოვიყენოთ მიმდევრობითი ეკვივალენტური სქემა /რადგან სრული დენი ორივე შრეში ერთნაირია/:



ნახ.35

დიელექტრიკის მიმდევრობითი ეკვივალენტური სქემა შედგება მიმდევრობით შეერთებული უდანაკარგო C' კონდენსატორისა და r' წინააღმდეგობისაგან /ნახ.35/. დიელექტრიკზე მოდებული სრული ძაბვა ტოლია:

$$U = U_a + iU_c = Jr' - i\frac{J}{\omega C'}.$$

სრული წინააღმდეგობისათვის გვაქვს:

$$Z = \frac{U}{J} = r' - \frac{i}{\omega C},$$

ხოლო G გამტარობისათვის მიიღება:

$$G = \frac{1}{r' - \frac{i}{\omega C'}} = \frac{r'\omega^2 C'^2}{1+\omega^2 C'^2 r'^2} + \frac{i\omega C'}{1+\omega^2 C'^2 r'^2}.$$

ამ ფორმულების თანახმად, აქტიური და რეაქტიური გამტარობებისათვის ვღებულობთ:

$$g = \frac{r'\omega^2 C'^2}{1+\omega^2 C'^2 r'^2},$$

$$b = \frac{\omega C'}{1+\omega^2 C'^2 r'^2},$$

დანაკარგის კუთხე განისაზღვრება გამოსახულებით:

$$tg\delta = \frac{g}{b} = \omega C' r'. \qquad /239/$$

35-ე ნახაზის მიხედვით /239/ ფორმულის მიღება შეიძლება უშუალოდ ძაბვათა ვექტორული დიაგრამის გამოყენებითაც:

$$tg\delta = \frac{U_a}{U_c} = \frac{I \cdot r'}{\frac{I}{\omega C'}} = \omega C' r'.$$

დიელექტრიკული დანაკარგის სიდიდისათვის გვაქვს:

$$W = gU^2 = \frac{\omega C' tg\delta}{1+tg^2\delta} U^2. \qquad /240/$$

აღსანიშნავია, რომ ერთი და იმავე დიელექტრიკის პარალელური და მიმდევრობითი ეკვივალენტური სქემების პარამეტრები განსხვავებულია.

C და C' ტევადობათა თანაფარდობის მიღებისათვის ერთმანეთს შევადაროთ W დანაკარგების გამოსახულებანი, მიღებული ორივე სქემის განხილვის დროს, მივიღებთ

$$C = \frac{C'}{1+tg^2\delta} \qquad /241/$$

ამ გამოსახულების თანახმად განსხვავება C და C' ტევადობებს შორის დამოკიდებულია $tg\delta$ -ზე. კერძოდ, როდესაც $tg\delta$ მცირეა, ვღებულობთ $C = C'$.

r -ისა და r'-ის თანაფარდობის მისაღებად კი შევადაროთ $tg\delta$ -ს გამოსახულებანი, მიღებული ორივე შემთხვევის განხილვის დროს, გვექნება:

$$\frac{1}{\omega C r} = \omega C' r',$$

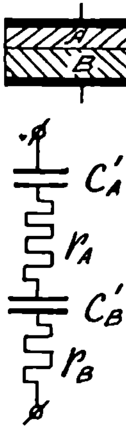
ანუ

$$\frac{1}{\omega C r} = \omega C r'(1+tg^2\delta)$$

და, აქედან

$$r = \frac{1}{\omega^2 C^2 (1+tg^2\delta) r'}. \qquad /242/$$

განსხვავება τ -სა და τ' -ს შორის დამოკიდებულია $tg\delta$-ზე, მაგრამ ამ შემთხვევაში იგი ნულამდე არ დაიყვანება- τ არასოდეს არ გაუტოლდება τ' -ს.



ნახ. 36

მიმდევრობით შეერთებული ორი დიელექტრიკის შრისათვის /ნახ.36/ მთელი აგრეგატის $tg\delta$ ნარმოიდგინება ფორმულით:

$$tg\delta = \frac{\sum W'}{\sum W''} = \frac{C'_B tg\delta_A + C'_A tg\delta_B}{C'_A + C'_B}. \qquad /243/$$

თუ $tg\delta$-ს გამოვსახავთ პარალელური სქემების სათანადო C_A და C_B ტევადობებით, მივიღებთ:

$$tg\delta = \frac{C_B(1+tg^2\delta_B)tg\delta_A + C_A(1+tg^2\delta_A)tg\delta_B}{C_A(1+tg^2\delta_A) + C_B(1+tg^2\delta_B)} \qquad /244/$$

ხშირ შემთხვევაში შესაძლებელია $tg^2\delta_A$ და $tg^2\delta_B$ უგულებელ-ვყოთ როგორც ძალზე მცირე სიდიდეები და, მაშინ /244/ ფორ-მულა მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$tg\delta = \frac{C_B tg\delta_A + C_A tg\delta_B}{C_A + C_B}. \qquad /245/$$

ვისარგებლოთ აღნიშვნებით:

$$\frac{C_A}{C_B} = \frac{\varepsilon_A \cdot b}{\varepsilon_B \cdot a} = \mu \eta .$$

ეს საშუალებას გვაძლევს /244/ და /245/ ფორმულები წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით:

$$tg\delta = tg\delta_A + \frac{\mu\left(tg\delta_B - tg\delta_A\right)}{\mu + \frac{1+tg^2\delta_B}{\eta\left(1+tg^2\delta_A\right)}} , \qquad /246/$$

$$tg\delta = tg\delta_A + \frac{\mu\eta\left(tg\delta_B - tg\delta_A\right)}{\mu\eta + 1} . \qquad /247/$$

მე-6 ცხრილში მოყვანილია $tg\delta$ -ს გაზომილი და გამოთვლილი მნიშვნელობები ქარსისა და ასფალტის ლაქისაგან შედგენილი დიელექტრიკისათვის.

ც ხ რ ი ლ ი 6

ტემპერატურა °C	20	60	100	140
$tg\delta$ გაზომილი	0,020	0,073	0,130	0,510
$tg\delta$ გამოთვლილი	0,030	0,060	0,132	0,470

$tg\delta$ -ს გამოთვლა წარმოებდა /247/ ფორმულის გამოყენებით.

A კომპონენტი ქარსია, ხოლო B - ასფალტის ლაქით გაჟღენთილი ქაღალდი.

ქარსის მოცულობითი კონცენტრაცია a =23%, ხოლო ასფალტის ლაქით გაჟღენთილი ქაღალდის მოცულობითი კონცენტრაცია b =77%. ამგვარად, μ = 3,34, ხოლო η = 1,75, რადგან ε_A = 7, ხოლო ε_B=4.

ცხრილის მიხედვით, $tg\delta$ -ს გაზომვით და გამოთვლით მიღებული მნიშვნელობები საკმარისად კარგად ემთხვევა ერთმანეთს.

მიღებული ფორმულები საშუალებას იძლევა გამოვითვალოთ ფენოვანი დიელექტრიკის ε და $tg\delta$ მათი კომპონენტების პარამეტრებით. ცდასთან/გაზომვებთან/ თანხვედრა უმეტეს შემთხვევებში დამაკმაყოფილებელია.

პრაქტიკულად საინტერესო არაერთგვაროვანი დიელექტრიკების განხილვას მათი ε -ისა და $tg\delta$ -ს დასადგენად ჩვენ არ შევუდგებით. ამ მასალას მკითხველი შეიძლება გაეცნოს სპეციალურ ლიტერატურაში, რომლებშიც გარჩეულია საიზოლაციო მასალის მიღებისა და კონდენსატორების აგების საკითხები[1].

1/ ეს საკითხები საკმარისად დაწვრილებითაა გადმოცემული შემდეგ წიგნებში.: 1. А.А л е к с а н д р о в, А.В а л ь т е р и др.,"Физика диэлектриков". 1932; Г.С к а н а в и, "Физика диэлектриков" (Область слабых полей), 1949г.

ლიტერატურა

1. Александров А.П., Вальтер А.Ф. и др., "Физика диэлектриков, под редакцией проф. Д.Ф.Вальтера, ГТТИ, 1932.
2. Сканави Г.И.,"Физика диэлектриков" (область слабых полей). Гос.изд. технико-теорет. литературы. М.-Л., 1949.
3. Фрейлих Г., Теория диэлектриков. Издательство иностранной литературы, Москва, 1960.
4. Браун В., "Диэлектрики", Издательство иностранной литературы. Москва 1961.
5. Орешкин П.Т., "Физика полупроводников и диэлектриков". "Высшая школа", Москва, 1977.

შ ი ნ ა ა რ ს ი

И Ш Х Н Е Л И

АЛЕКСАНДР КОНСТАНТИНОВИЧ

Диэлектрики в переменном
электрическом поле
(диэлектрические потери)

(на грузинском языке)

Издательство Тбилисского университета
Тбилиси 1977

რედაქტორი გ.ხ უ ც ი შ ვ ი ლ ი

გამომცემლობის რედაქტორი ლ.გ ა მ ც ე მ ლ ი ძ ე

კორექტორი მ. ჩ ე ჩ ე ლ ა შ ვ ი ლ ი

ხელმოწერილია დასაბეჭდად 30/VI-77

ქაღალდის ფორმატი 60 X 84

ნაბეჭდი თაბახი 8,25

სააღრიცხვო-საგამომცემლო თაბახი 5,7
სბ 254
შეკვეთა 3644 უე 06654 ტირაჟი 300

ფასი 50 კაპ.

თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა, თბილისი 380028,
ი.ჭავჭავაძის პროსპექტი, 14.
საქ.სსრ მეცნიერებათა აკადემიის სტამბა, თბილისი, 380060,
კუტუზოვის 19.