

DİFFUZIYA YAXINLAŞMASINDA ELEKTRİK SAHƏSİNİN  
YÜKDAŞIYICILARIN PAYLANMASINA TƏSİRİ

X.Ə.HƏSƏNOV

*Naxçıvan Dövlət Universiteti*

*Kinetik tənlikdən istifadə edilərək diffuziya yaxınlaşmasında cırlaşmamış yarımkeçiricilərdə elektronların paylanma funksiyasının izotrop hissəsi alınmışdır. Elektronlar kristalın həm deformasiya potensialından, həm də pьe-zoelektrik potensialından səpildikdə elektron temperaturunun və paylanma funksiyasının elektrik sahəsinin intensivliyindən asılılıqları müəyyən edilmişdir.*

*Elektron temperaturu xarici sahənin intensivliyi ilə müəyyən edildiyindən paylanma funksiyasının izotrop hissəsi də bu sahədən güclü asılıdır. Ge kristalı üçün elektrik sahəsinin xarakterik qiyməti hesablanmışdır.*

Yükdaşıyıcı - fonon sisteminin qızmasının və fonon sövqü effektinin yarımkeçiricilərdə elektromaqnit dalğalarının yayılmasına təsirlərinə ayrılıqda bir çox tədqiqatçılar tərəfindən baxılıb [1;2]. İstər yükdaşıyıcıların, istərsə də fononların izotrop paylanmasında nəzərəçaracaq dərəcədə anizotrop luq və yayılma məsələlərində qeyri-xəttilik yaradan qızdırıcı sahələrin nəzərə alınması maraqlı nəticələr verə bilər.

Diffuziya yaxınlaşmasında güclü (qızdırıcı) xarici elektrik və ixtiyari maqnit sahələrində bir tip (elektron) yükdaşıyıcılara malik cırlaşmamış yarımkeçiricilərdə paylanma funksiyasını tapaq. Xarici təsir olaraq yarımkeçirici kristalda yayılan elektromaqnit dalğasının elektrik və maqnit sahələrinə baxılır. Bu sahələrin təsiri ilə elektronlar

$f(\vec{k}) = f_0(\varepsilon) + f_1(\vec{k})$  qeyri-taraz paylanmaya malik olur. Diffuziya yaxınlaşması şərti tələb edir ki, qeyri-taraz əlavə  $f_1$ ,  $|f_1| = |f - f_0| \ll f_0$  şərtini ödəsin. Burada  $f_0(\varepsilon)$  izotrop paylanma funksiyasıdır.

Yükdaşıyıcılar qəfəs defektləri və bir-birləri ilə toqquşaraq xarici sahədən aldıkları enerjini öz aralarında yenidən paylayarkən  $\bar{l}eE_0 \ll k_0T$  şərti elektrik sahəsinin intensivliyinin  $E_0 \sim 10^4 V/sm$  -qiymətinə qədər ödəyir [3].  $\bar{l}$  - elektronların sərbəst yolunun orta uzunluğudur.

Göründüyü kimi sərbəst yolun uzunluğunda elektronların elektrik sahəsindən aldıkları enerji onların orta istilik enerjisindən nəzərəçaracaq dərəcədə az olmalıdır. Diffuziya şərtini surətlər üçün də yazmaq mümkündür. Belə ki, yükdaşıyıcıların istilik hərəkətinin orta surəti

$\bar{v}^2 \sim k_0 T$ , dreyf hərəkətinin sürəti  $v_d \sim \frac{e\tau}{m} E_0$  olduğundan  $v_d \ll \bar{v}$  alınır. Burada  $\tau$  - elektronların relaksasiya müddətidir.

Yarımkəçirici kristalda yayılan elektromaqnit dalğalarının tezliyi  $\omega$  yükdaşıyıcıların müxtəlif səpici mərkəzlərlə toqquşma tezliyi  $\nu(\varepsilon)$ -dən çox-çox böyük olduqda Bolsmanın kinetik tənliyinin həllindən paylanma funksiyasının izotrop hissəsi üçün

$$f_0(\varepsilon) = c \exp \left[ -\frac{1}{T} \int_0^\varepsilon \frac{d\varepsilon}{1 + \frac{1}{3} \cdot \frac{ms_0}{\nu_p(\varepsilon, T_p)} \left( \frac{eE(\varepsilon)}{ms_0} \right)^2 \cdot \frac{\nu(\varepsilon)}{(\omega_H - \omega)^2 + \nu^2(\varepsilon)}} \right] \quad (1)$$

alınır. Burada  $c$  - normallaşdırıcı vuruq,  $T$  və  $T_0$  uyğun olaraq kristal qəfəsin və fonon qazının temperaturları,  $e$  - elektronun yükü,  $s_0$  - səsın kristalda sürəti,  $\omega_H$  - tsiklotron tezliyi,  $m$  - elektronun kütləsidir.

$$\nu_p(\varepsilon, T_p) = \frac{2^{1+t}}{3+t} \cdot \frac{mW_0 p^t(\varepsilon)}{\pi^2 \hbar^3 s_0} \quad (2)$$

olub elektronların fononlardan səpilmə tezliyidir.  $t = \pm 1$  səpilmənin mexanizmini göstərən parametrdir.  $p(\varepsilon)$  - yükdaşıyıcıların implusu  $W_0$  - səpilmənin ehtimalının matris elementidir. (1) paylanmasını müxtəlif limit hallarında araşdırıraq.

1-ci hal: elektronlar həm enerjilərini, həm də impluslarını fononlara verir: bu halda  $\nu(\varepsilon) = \nu_p(\varepsilon, T)$ . Elektromaqnit dalğaları yüksək tezlikli olduqda  $(\omega_H - \omega)^2 \gg \nu^2$  şərti ödənildiyindən (1) ifadəsindən

$$f_0(\varepsilon) = \frac{4\pi\hbar^3 n}{[2\pi m T_e(E)]^{3/2}} \exp \left[ -\frac{\varepsilon}{T_e(E)} \right] \quad (3)$$

alırıq. Buradan  $n$  - elektronların konsentrasiyasıdır;

$$T_e(E) = T_p \left[ 1 + \frac{E^2(\varepsilon)}{E_{1xar}^2} \right] \quad (4)$$

elektron qazının temperaturu,  $E_{1xar} = \sqrt{3} s_0 m (\omega_H - \omega) / e$  elektrik sahəsinin xarakterik qiymətidir.

2-ci hal: elektronlar enerjilərini fononlara, impluslarını isə ionlara verir. Bu halda yenə də  $(\omega_H - \omega)^2 \gg \nu^2$  şərti ödənilir.

Elektronlar kristal qəfəsin deformasiya potensialından səpildikdə ( $t = +1$ ), (1) ümumi paylanmasından

$$f_0(\varepsilon) = c_2 \exp \left[ -\frac{\varepsilon}{T_p} + \left( \frac{E}{E_{2xar}} \right)^2 \ln \left| 1 + \left( \frac{E_{2xar}}{E} \right)^2 \frac{\varepsilon}{T_p} \right| \right], \quad (5)$$

piezoelektrik potensialdan sәpilmә halında isә ( $t=-1$ )

$$f_0(\varepsilon) = c_2 \exp \left[ -\frac{\varepsilon}{T_p} + \frac{E}{E_{2xar}} \operatorname{arctg} \left( \frac{\varepsilon}{T_p} \frac{E_{2xar}}{E} \right) \right] \quad (6)$$

alınır. Burada  $c_2$  - normallaşdırıcı vuruq,

$$E_{2xar} = \frac{ms_0}{e} \left[ \frac{3\nu_p(T_p)}{\nu_i(T_p)} \right]^{\frac{1}{2}} (\omega_H - \omega)$$

elektrik sahәsinin xarakterik qiymәtidir. Hәр iki sәpilmә mexanizmlә-rindә  $\nu_{ei}(\varepsilon) = \nu_i(T_p)(T_p/\varepsilon)^{3/2}$  vә  $\nu_p(\varepsilon, T_p) = \nu_p(T_p)(T_p/\varepsilon)^{1/2}$  olduđu [4] nəzərə alınmışdır.

*Ge* kristalı üçün aparılan hesablamalardan  $E_{1xar} \sim 10^3 V/sm$  alınır. Bu isә yuxarıda qeyd edilән diffuziya yaxınlaşmasının nəzrә alınmasını şərtlәndirir. (3)-(6) ifadәlərindән belә bir mühüm nəticә çıxır ki, elektron temperaturu xarici sahәnin intensivliyi ilә müəyyән edildiyindән paylanma funksiyasının izotrop hissәsi dә bu sahәdән güclü asılı olur.

#### ƏDƏBİYYAT

1. Басс Ф.Г., Грановский М.Я. Влияние разогрева фононов на распространение сильных электромагнитных волн в полупроводнике. ФТТ, Т.12, вып.8, 1970, с.2365.
2. Гасанов Х.А. К теории распространения электромагнитных волн в полупроводниках с учетом разогрева носителей тока и фононов. Кинетические и оптические явления в средах. Баку, 1990, с.37-38.
3. Аскеров Б.М. Электронные явления переноса в полупроводниках. Л.: Наука, 1970, 302 с.
4. Басс Ф.Г., Гуревич Ю.Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. М.: Наука, 1975, 400 с.

#### ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ДИФФУЗИОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Х.А.ГАСАНОВ

#### РЕЗЮМЕ

Используя кинетическое уравнение, получена изотропная часть функции распределения электронов в невырожденных полупроводниках в диффузионном приближении. Определены зависимости электронной температуры и функции распределения от напряженности электрического поля при рассеянии электронов как на деформационном потенциале, так и пьезоэлектрическом потенциале кристалла.

Из-за того, что электронная температура определяется напряженностью внешнего поля изотропная часть функции распределения также сильно зависит от этого поля. Вычислено характерное значение электрического поля для кристалла *Ge*.

## **INFLUENCE OF ELECTRIC FIELD ON DISTRIBUTION OF CHARGE – CARRIERS**

**Kh.A.HASANOV**

### **SUMMARY**

Using the kinetic equation the isotropic part of the distribution function of electrons in non-degenerate semiconductors is obtained in diffusion approximation. The dependences of the electron temperature and distribution function on the electric field strength are determined in scattering of electrons at both the deformation potential and piezoelectric potential of the crystal. Because of the electron temperature is determined by the external field strength the isotropic part of the distribution function strongly depends on this field, too. The characteristic magnitude of the electric field is calculated for the Ge – crystal.