AZƏRBAYCAN MİLLİ ELMLƏR AKADEMİYASININ XƏBƏRLƏRİ
Fizika-riyaziyyat və texnika elmləri seriyası, fizika və astronomiya 2005 №5

КОЛЕБАНИЯ ТОКА В ДВУХДОЛИННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ НАЛИЧИИ ВНЕШНЕГО ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Э.Р.ГАСАНОВ, Р.К.ГАСЫМОВА

Бакинский Государственный Университет
AZ 1148, Баку, ул. З.Халилова 23

Вычислены амплитуда колебания тока и частота колебания в двухдолинных полупроводниках типа $GaAs$ во внешнем электрическом и магнитном поле. Найдены аналитические выражения для амплитуды тока и частота колебания в первом Боголюбовском приближении.

Колебания тока во внешнем электрическом поле в двухдолинных полупроводниках типа $GaAs$ впервые изучены в работе [1] и на основе этого эксперимента созданы Ганновские приборы. Генерация (т.е. излучение энергии) энергии с определенной частотой есть основа приготовления Ганновских приборов. Эти приборы работают при определенном интервале внешнего электрического поля. Аналитические значения этих полей теоретически найдены (критические значения электрического поля) во многих работах и, в том числе, в работе [2]. В этой работе мы будем исследовать колебания тока в двухдолинных полупроводниках типа $GaAs$ при наличии внешнего постоянного электрического E_0 и магнитного H_0 полей. Плотность тока в двухдолинных соединениях типа $GaAs$ состоит из двух слагаемых

$$J = J_1 + J_2, \tag{1}$$

где J_1 - плотность тока носителей в первой долине, J_2- плотность тока носителей во второй долине. Без внешних полей концентрации носителей тока в долинах $n_2 << n_1$, и поэтому плотность тока без внешних полей $J_2 << J_1$, тогда

$$\vec{J} = e\mu\vec{E} + en\mu_1[\vec{E}\vec{H}] + eD\nabla n + eD_1[\vec{\nabla}n\vec{H}]. \tag{2}$$

Мы будем рассматривать колебания тока в одномерном случае, и поэтому

$$\vec{H}_0 = |H_0|\vec{h} = H_{0z}\vec{h} \ ; \ \vec{E}_0 = |E_{0x}|\vec{i} .$$

Для значения магнитного поля [3] будем использовать формулы

$$\mu = \frac{\alpha\,\mu_0}{1+\left(\frac{\mu_0 H_0}{c}\right)^2} \quad , \qquad \mu_1 = \frac{\sqrt{2}\mu_0 \frac{\mu_0 H_0}{c}}{1+\left(\frac{\mu_0 H_0}{c}\right)^2} . \tag{3}$$

При классически сильном магнитном поле $\alpha \sim 1$

$$\mu = \alpha\,\mu_0\left(\frac{H_{xar}}{H_0}\right)^2, \qquad \mu_1 = \sqrt{2}\mu_0\left(\frac{H_{xar}}{H_0}\right), \qquad H_{xar} = \frac{c}{\mu_0} \cdot$$

Обозначив $n = f(E)N(E),\ N = N_0 + N_1,\ f = f_0 + f_1,\ E = E_0 + E_1$, из (2) получим

$$\vec{J}_1 = \sigma_0\alpha\left(\frac{H_{xar}}{H_0}\right)^2 \vec{E}_0\left(f_0\frac{E_1}{E_0} + f_0\frac{N_1}{N_0} + f_0\frac{N_1}{N_0}\frac{E_1}{E_0} + f_1 + f_1\frac{E_1}{E_0} + f_1\frac{N_1}{N_0} + \frac{f_1 N_1 E_1}{N_0 E_0}\right) +$$
$$+ \sigma_0\sqrt{2}\frac{H_{xar}}{H_0}\vec{E}_0\left\{\frac{\left[\vec{E}_0\vec{h}\right]}{E_0} + \frac{\left[\vec{E}_1\vec{h}\right]}{E_0}\right\} + D_0\alpha e N_0\left(\frac{H_{xar}}{H_0}\right)^2\frac{\partial}{\partial x}\left(f_0\frac{N_1}{N_0} + f_1 + f_1\frac{N_1}{N_0}\right) + \tag{4}$$
$$+ e\sqrt{2}D_0\frac{H_{xar}}{H_0}N_0\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(f_0\frac{N_1}{N_0} + f_1 + f_1\frac{N_1}{N_0}\right)\vec{h}\right]$$

В (4) учтены все нелинейные слагаемые относительно N_1, f_1, E_1 . В одномерном случае уравнение непрерывности с учетом тока смешения имеет вид

$$J_1 = -\varepsilon \frac{\partial E_1}{\partial t} \cdot \tag{5}$$

Учитывая значения электрического поля из уравнения Пуассона и обозначив $Y = \dfrac{N_1}{N_0}$ с учетом (4), получим следующее нелинейное уравнение относительно Y :

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial^2 Y}{\partial t^2} + \frac{f_0 \sigma_0 k_x u_0 \alpha}{\varepsilon}\left(\frac{H_{xar}}{H_0}\right)^2 Y = \frac{\sigma_0 k_x u_0 \alpha}{\varepsilon}\left(\frac{H_{xar}}{H_0}\right)^2 \left[-\frac{f_0}{k_x u_0}\frac{\partial Y}{\partial t} - \frac{f_0}{k_x u_0} Y \frac{\partial Y}{\partial t} + \right. \\
&\left. + \frac{f_0 - S_0}{k_x u_0}\frac{\partial Y}{\partial t} + \frac{f_0 - S_0}{k_x^2 u_0^2}\left(\frac{\partial Y}{\partial t}\right)^2 + \frac{f_0 - S_0}{k_x u_0} Y \frac{\partial Y}{\partial t} + \frac{f_0 - S_0}{k_x^2 u_0^2} Y \left(\frac{\partial Y}{\partial t}\right)^2\right] + \\
&+ \frac{\sqrt{2}\sigma_0 k_x u_0}{\varepsilon}\frac{H_{xar}}{H_0}\left(1 + \frac{1}{k_x u_0}\frac{\partial Y}{\partial t}\right) - \frac{\sigma_0 \alpha k_x^2 D_0}{\varepsilon}\left(\frac{H_{xar}}{H_0}\right)^2 \left[f_0 Y + \frac{S_0 - f_0}{k_x u_0}\frac{\partial Y}{\partial t} + \right. \\
&\left. + 2\frac{S_0 - f_0}{k_x u_0} Y \frac{\partial Y}{\partial t}\right] + \frac{\sqrt{2}\sigma_0 k_x^2 D_0}{\varepsilon}\left(1 - \frac{L_x}{L_y}\right)\left[f_0 Y + \frac{S_0 - f_0}{k_x u_0}\frac{\partial Y}{\partial t} - \frac{2(S_0 - f_0)}{k_x u_0} Y \frac{\partial Y}{\partial t}\right]
\end{aligned} \tag{6}$$

здесь $u_0 = \mu_0 E_0$, L_x и L_y соответствующие размеры кристалла, обозначив $\tau = \omega_0 t$, $\omega_0^2 = \dfrac{f_0 \sigma_0 k_x u_0 \alpha}{\varepsilon}\left(\dfrac{H_{xar}}{H_0}\right)^2$, получим из (6) следующее нелинейное уравнение относительно Y :

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial^2 Y}{\partial \tau^2} + Y = r\left\{\left[a + \frac{rza}{f_0} - \frac{\sqrt{2}}{\alpha f_0^2}\alpha\frac{H_0}{H_{xar}} + \frac{k_x^2 D_0}{f_0 k_x u_0} a - \frac{\sqrt{2} k_x D_0 \left(1 - \frac{L_x}{L_y}\right) z}{\alpha f_0^2 u_0} a\right]\sin\psi + \right. \\
&+ \left[a^2 + \frac{rz}{f_0} a^2 + \frac{2 z k_x^2 D_0}{f_0 k_x u_0}\alpha^2 + \frac{\sqrt{2}\, k_x D_0}{\alpha f_0^2 u_0}\left(1 - \frac{L_x}{L_y}\right) 2 z a^2\right]\sin\psi\cos\psi - \\
&- \frac{zr^2}{f_0} a^2 \sin^2\psi - \frac{zr^2}{f_0} a^3 \sin^2\psi\cos\psi + \frac{\sqrt{2}}{\alpha f_0^2}\frac{H_0}{H_{xar}}\frac{1}{r} + \left[-\frac{k_x^2 D_0}{r u_0}\alpha + \frac{\sqrt{2}\, k_x D_0}{\alpha f_0^2 u_0} + \right. \\
&\left.\left. + 2z\left(1 - \frac{L_x}{L_y}\right) a^2\right]\cos\psi\right\} = r\Phi
\end{aligned} \tag{7}$$

здесь $r = \dfrac{\omega_0}{k_x u_0}$ - малый параметр, при $r = 0$ решение уравнения (7) $Y = a\cos\psi$, $\psi = \omega_0 t + \theta$, a - амплитуда, $z = f_0 - S_0$. Решение нелинейного уравнения (7) при значениях малого параметра $r << 1$ по методу Боголюбова – Митропольского [3] в первом приближении имеет вид:

$$\frac{da}{dt} = -\frac{\omega_0 r}{2\pi}\int_0^{2\pi}\Phi\left(Y, \frac{dY}{d\tau}\right)\sin\psi\, d\psi = -\frac{\omega_0 a}{2}\beta$$

$$\beta = 1 + \frac{rz}{f_0} - \frac{\sqrt{2}}{\alpha f_0^2}\frac{H_0}{H_{xar}} + \frac{k_x D_0}{f_0 u_0} + \frac{\sqrt{2}\, k_x D_0}{\alpha f_0^2 u_0}\left(\frac{L_x}{L_y} - 1\right)$$

и $$a = a_0 e^{-\frac{r\omega_0 \beta}{2}t}. \qquad (8)$$

После несложного вычисления для β получим

$$\beta = \frac{k_x D_0 R}{\varphi u_0}\left[1 + \frac{\sqrt{2}}{\alpha}\frac{R}{\varphi}\left(\frac{L_x}{L_y} - 1\right)\right] - \frac{r\, m x_0^m}{R} - \frac{\sqrt{2}}{\alpha}\left(\frac{R}{\varphi}\right)^2 \frac{H_0}{H_x}, \qquad (9)$$

здесь $R = \varphi + x_0^m$; $\varphi = m - 1 > 1$, m - число которое определено в эксперименте [4] и может принимать значения 3,4,5.

Из (9) легко видно, что при значениях $L_x \le L_y$ с ростом внешнего магнитного поля амплитуда *а* (8) растет, и этот случай соответствует генерации колебания.

Из (9) легко видно, что при

$$\frac{kD\sqrt{2}}{u_0 \alpha}\left(\frac{R}{\varphi}\right)^2 \frac{L_x}{L_y} = \frac{rmx_0^m}{R} \qquad (10)$$

амплитуда колебания a с ростом вешнего магнитного поля H_0 увеличивается, и этот случай соответствует значению электрического поля

$$\frac{E_0}{E_a} = \left(\frac{E_0}{E_\varphi}\right)^{1/2m}, \quad \frac{1}{E_\varphi^{1/2}} = \frac{m(m-1)}{3}\frac{L_y}{L_x}\frac{H_x}{H_0}\left(\frac{\alpha f_0 \sigma_0 \mu_0}{\varepsilon k^3 D_0^2}\right)^{1/2}. \qquad (11)$$

Из (11) видно, что с ростом внешнего магнитного поля H_0 увеличивается E_φ и уменьшается значение электрического поля E_0, при котором происходит излучение, т.е. колебания тока. Таким образом, во внешнем магнитном поле можно уменьшить критическое электрическое поле, соответствующее генерации энергии. Частоты колебания в первом приближении находим:

$$\frac{d\psi}{dt} = \omega_0\left[1 - \frac{\omega_0}{2\pi k u_0 a}\int_0^{2\pi}\Phi\left(Y, \frac{dY}{d\tau}\right)\cos\psi\, d\psi\right] = \omega_1 = \omega_0\left[1 - \frac{1}{8}\left(\frac{\omega_0 a}{k u_0}\right)^2\right]. \qquad (12)$$

Из (12) легко видно, что частота колебания в первом приближении уменьшается.

1. Дж.Ганн, Новые методы полупроводниковой СВЧ-электроники, изд. Мир, (1968) 51,
2. E.R.Qasanov, R.K.Qasimova, Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası Fizika İnstitutu, Fizika, **XI** №1 (2005) в печати.
3. Б.И.Давыдов, ЖЭТФ,**7** (1937) 1069.
4. Н.Н.Боголюбов, Ю.А.Митропольски, Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний, Москва, (1963) 36.
5. Р.Энгельман, К.Куэйт, Новые методы полупроводниковой СВЧ- электроники, издательство, Мир, (1968) 51.

XARİCİ MAGNİT SAHƏSİ OLDUGDA İKİDƏRƏLİ YARIMKEÇİRİCİLƏRDƏ CƏRƏYAN RƏGSLƏRİ

E.R.HƏSƏNOV, R.K.GASIMOVA

Xarici elektrik və maqnit sahəsində yerləşən iki dərəli $GaAs$ tipli yarımkeçiricilərdə yaranan cərəyan rəqslərinin amplitudu və tezliyi hesablanmışdır. Tezlik və amplitudun analitik ifadələri tapılmışdır.

FLUCTUATION OF A CURRENT IN TWO-VALLEY SEMICONDUCTORS AT THE PRESENCE OF EXTERNAL CONSTANT MAGNETIC FIELD

E.R.GASANOV, R.K.GASIMOV

The amplitude of fluctuation of a current and frequency of fluctuation in two-valley semiconductors of type $GaAs$ in external electric and magnetic field have been calculated. Analytical expressions for amplitude of a current and frequency of fluctuation in the first Bogolyubov's approximation have been found.

Редактор: Б.Аскеров