

ВЛИЯНИЕ РАЗОГРЕВА ЭЛЕКТРОНОВ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ МАГНИТОПЛАЗМЕННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В СТРУКТУРЕ ПОЛУПРОВОДНИК—МЕТАЛЛ

Азаренков Н. А., Остриков К. Н.

Рассмотрено влияние нелинейности, связанной с разогревом электронов в поле высокочастотной поверхностной волны (ПВ), на распространение магнитоплазменных ПВ конечной амплитуды в структуре полупроводник—металл (геометрия Фойгта). В приближении слабого разогрева электронов в поле ПВ получено и проанализировано нелинейное дисперсионное уравнение волн в исследуемой структуре. Проведено сравнение вкладов в нелинейный сдвиг частоты ПВ от различных механизмов нелинейности. Указаны значения полей ПВ и параметров полупроводниковых структур, при которых справедливо рассматриваемое приближение.

В экспериментальной практике часто реализуются ситуации, когда различные устройства твердотельной электроники строятся на основе полупроводниковых структур на металлических подложках. В таких структурах возможно существование поверхностных (локализованных вблизи границы раздела сред) волн (ПВ), свойства которых интенсивно изучаются в связи с различными приложениями [1-5]. Причем в связи с тем что ПВ часто являются медленными (их фазовая скорость значительно меньше скорости света), их поведение становится существенно нелинейным при относительно малых уровнях мощности [5, 6]. В связи с этим общефизический и прикладной интерес представляет исследование нелинейных эффектов, возникающих при распространении электромагнитных ПВ в структурах полупроводник—металл. В полупроводниковой плазме нелинейные эффекты могут быть связаны, например, с нелинейностью исходных уравнений, а также с особенностями кристаллической решетки и спектра свободных носителей заряда [4, 7-9]. При учете столкновительной диссипации существенными могут оказаться нелинейные эффекты, связанные с разогревом носителей в поле волны (нагревная нелинейность) [6, 10]. В данной работе исследуем влияние нагревной нелинейности на распространение магнитоплазменных ПВ в структуре полупроводник—металл (геометрия Фойгта) и сравним вклады в нелинейный сдвиг частоты волны различных механизмов нелинейности.

Исследуемая структура образована полупроводником n -типа, занимающим полупространство $x > 0$ и в плоскости $x=0$ ограниченным металлической поверхностью. Внешнее постоянное магнитное поле \mathbf{H}_0 направлено параллельно границе раздела сред (вдоль оси z). Нас будут интересовать ПВ, распространяющиеся поперек \mathbf{H}_0 (вдоль оси y). Зависимость всех возмущений в поле волны от координаты y и времени t выбираем в виде $\exp[i(k_2 y - \omega t)]$, k_2 — волновое число ПВ. Рассматриваем высокочастотные волны, частота которых удовлетворяет соотношению $\omega \gg \nu$, ν — импульсная частота столкновений электронов [6] (механизм и объект рассеяния энергии высокочастотных электронных движений пока не конкретизируем, предполагаем только соударения электронов с объектами рассеяния квазиупругими, так что выполнено следующее соотношение: $\nu \gg \bar{\nu}$, $\bar{\nu}$ — энергетическая частота соударений [6]). Будем учитывать разогрев электронов в поле поверхностной волны, приводящий к изменению

частоты осциллирующих носителей, а следовательно, и изменению электродинамических свойств среды. При этом изменятся и дисперсионные характеристики самой волны. Рассмотрим нагревный механизм самовоздействия ПВ. Считаем разогрев слабым, т. е. полагаем температуру электронов равной $\Theta = T + \Theta'$, $\Theta' \ll T$, где T — температура решетки полупроводника, Θ' — изменение температуры электронов под действием поля ПВ. При этом ввиду справедливости неравенства $\omega \gg \tilde{\nu}$ процесс передачи энергии высокочастотных движений электронов решетке можно считать стационарным, а Θ' зависящей только от усредненного по периоду $2\pi/\omega$ квадрата амплитуды ПВ. Кроме того, поскольку поле ПВ зависит от координат x и y , следует считать температуру Θ' функцией x, y , т. е. $\Theta' = \Theta'(x, y, |E|^2)$, E — амплитуда волны на границе полупроводника с металлом. Поскольку частота столкновений ν является функцией температуры, $\nu(\Theta) = \nu(x, y, |E|^2)$, причем ввиду малости Θ' по сравнению с T

$$\nu(\Theta) = \nu(T) + \delta\nu(x, y, |E|^2), \quad \delta\nu \ll \nu(T), \quad (1)$$

где

$$\delta\nu(x, y, |E|^2) = \left. \frac{\partial \nu(\Theta)}{\partial \Theta} \right|_{\Theta=T} \Theta'(x, y, |E|^2).$$

Для описания влияния разогрева электронного газа на распространение ПВ исходим из уравнений квазигидродинамики для высокочастотных электронных движений с учетом частоты столкновений в виде (1) и уравнений Максвелла для электромагнитных полей ПВ. Для нахождения $\Theta'(x, y, |E|^2)$ используем стационарное уравнение баланса энергии [6]. При нахождении $\Theta'(x, y, |E|^2)$ предполагалось, что эффекты, связанные с передачей энергии высокочастотных колебаний электронов решетке, превалируют над эффектами теплопроводности. Это справедливо, когда характерная длина изменения температуры за счет передачи энергии волны решетке $L_\Theta \sim \left(\frac{1}{\Theta} \frac{d\Theta}{dy}\right)^{-1}$ значительно превышает характерную длину изменения температуры за счет теплопроводности $l \sim (\chi(T)/n_0 \tilde{\nu}(T))^{1/2}$, где $\chi(T)$ — коэффициент теплопроводности полупроводникового образца, n_0 — невозмущенная концентрация электронов. В этом случае связь температуры и поля локальна. Учитывая вышеприведенные замечания, для $\Theta'(x, y, |E|^2)$ из стационарного уравнения баланса [6] имеем следующее выражение:

$$\Theta' = \frac{1}{2} \frac{\nu(T)}{\tilde{\nu}(T)} \frac{\omega^2 + \omega_p^2}{(\omega^2 - \omega_p^2)^2} \frac{e^2}{m_{\text{эф}}^2} \frac{c^2}{\omega^2} \left| \frac{\epsilon_1 k_2 - \epsilon_2 k_1}{\epsilon_1^2 - \epsilon_2^2} \right|^2 |E|^2 \exp(-2\kappa_1' x) \exp(-2k_2'' y), \quad (2)$$

где $\omega_p = eH_0/m_{\text{эф}}c$, e , $m_{\text{эф}}$ — заряд и эффективная масса электронов, c — скорость света, $k_2 = k_2' + ik_2''$, $\kappa_1 = \kappa_1' + i\kappa_1''$ — обратная глубина проникновения ПВ в полупроводник, $\epsilon_1 = \epsilon_1' + i\epsilon_1''$, $\epsilon_2 = \epsilon_2' + i\epsilon_2''$ — компоненты тензора диэлектрической проницаемости холодной магнитоактивной столкновительной плазмы полупроводника, E — амплитуда поля волны,

$$\kappa_1' = \frac{\omega}{c} \frac{|\epsilon_2'|}{\sqrt{\epsilon_1'}}, \quad \kappa_1'' = -\frac{\omega}{2c} \frac{|\epsilon_2'|}{(\epsilon_1')^{3/2}} \epsilon_1''; \quad k_2' = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_1'} \frac{\epsilon_2'}{|\epsilon_2'|}, \quad k_2'' = \frac{\omega}{c} \frac{|\epsilon_1''|}{2\sqrt{\epsilon_1'}};$$

$$\epsilon_1' = \epsilon_0 + \frac{\Omega_p^2}{\omega^2 - \omega_p^2}, \quad \epsilon_1'' = -\frac{\nu(T)}{\omega} \frac{\Omega_p^2 (\omega^2 + \omega_p^2)}{(\omega^2 - \omega_p^2)^2}, \quad \epsilon_2' = \frac{\omega_p}{\omega} \frac{\Omega_p^2}{\omega^2 - \omega_p^2}, \quad \epsilon_2'' = \frac{2\nu(T)\omega_p \Omega_p^2}{(\omega^2 - \omega_p^2)^2}.$$

Ω_p — электронная плазменная частота. Подставляя полученный явный вид зависимости $\delta\nu(x, y, |E|^2)$ в уравнение квазигидродинамики и Максвелла, получаем следующие решения для составляющих электромагнитных полей поверхностной волны при учете только нагревной нелинейности:

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} [\mathbf{F}(x, y) \exp(i\psi_1) + \mathbf{F}^*(x, y) \exp(-i\psi_1)], \quad \mathbf{F} = (\mathbf{E}, \mathbf{H}), \quad (3)$$

$$H_z(x, y) = E \exp(-\kappa_1 x) \exp(-k_2'' |y|) + i \frac{R_1}{8\kappa_1^2} |E|^2 E \exp(-3\kappa_1 x) \exp(-3k_2'' |y|), \quad (3')$$

$$E_y(x, y) = ic(\omega(\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2))^{-1} \{(\varepsilon_1 x_1 - k_2 \varepsilon_2) E \exp(-x_1 x) \exp(-k_2'' |y|) + iR_2 |E|^2 E \exp(-3x_1 x) \exp(-3k_2'' |y|)\}, \quad (3')$$

$$E_x(x, y) = -\frac{k_2 c}{\omega \varepsilon_1} H_x(x, y) - i \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} E_y(x, y) - i \frac{\Omega_p^2 (\omega^2 + \omega_p^2)}{\omega \varepsilon_1 (\omega^2 - \omega_p^2)^2} \times \\ \times \delta v(x, y, |E|^2) \frac{c(\varepsilon_1 k_2 - \varepsilon_2 x_1)}{\omega(\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2)} E \exp(-x_1 x) \exp(-k_2'' |y|), \quad (3'')$$

где

$$\Psi_1 = k_2' y - \omega t, \quad R_1 = \beta_1 \beta_2, \\ \beta_1 = \frac{e^2 \Omega_p^2}{2m_p \phi \omega^3} \frac{(\omega^2 + \omega_p^2) c^2}{(\omega^2 - \omega_p^2)^4} \frac{\varepsilon_1 k_2 - \varepsilon_2 x_1}{\varepsilon_1 (\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2)} \left| \frac{\varepsilon_1 k_2 - \varepsilon_2 x_1}{\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2} \right|^2 \frac{\partial v(\theta)}{\partial \theta} \Big|_T \frac{v(T)}{v(T)}, \\ \beta_2 = (\omega^2 + \omega_p^2)(3x_1 \varepsilon_2 + k_2 \varepsilon_1) + 2\omega_p \omega (3x_1 \varepsilon_1 + k_2 \varepsilon_2), \\ R_2 = \beta_1 \left[\frac{3x_1 \varepsilon_1 - k_2 \varepsilon_2}{8x_1^2} \beta_2 - \varepsilon_1 [\varepsilon_2 (\omega^2 + \omega_p^2) + 2\omega_p \omega \varepsilon_1] \right].$$

Если подставить решения (3) в граничное условие, которое состоит в равенстве нулю на границе полупроводника с металлом ($x=0$) тангенциальной составляющей электрического поля ПВ [5], то после разделения вещественных и мнимых частей получаем следующее нелинейное дисперсионное уравнение:

$$D(\omega, k_2) + i \operatorname{Re} Q_1 |E|^2 \exp(-2k_2'' |y|) - \operatorname{Im} Q_1 |E|^2 \exp(-2k_2'' |y|) = 0, \quad (4)$$

где $D(\omega, k_2) = \varepsilon_1 x_1 - k_2 \varepsilon_2$, $D(\omega, k_2) = 0$ — линейное дисперсионное уравнение рассматриваемых ПВ [11],

$$\operatorname{Re} Q_1 = \frac{e^2 \Omega_p^2 (\omega^2 + \omega_p^2)^2}{8m_p \phi c (\omega^2 - \omega_p^2)^4} \frac{(\varepsilon_1')^2 - (\varepsilon_2')^2}{(\varepsilon_1')^{3/2} |\varepsilon_2'|} \frac{\partial v(\theta)}{\partial \theta} \Big|_T \frac{v(T)}{v(T)}, \quad (5)$$

$$\operatorname{Im} Q_1 = \frac{e^2 \Omega_p^2 (\omega^2 + \omega_p^2)}{2m_p \phi c (\omega^2 - \omega_p^2)^4} \frac{\varepsilon_2'}{|\varepsilon_2'| (\varepsilon_1')^{3/2}} \frac{\partial v(\theta)}{\partial \theta} \Big|_T \frac{v(T)}{v(T)} \left\{ \frac{\omega^3 + \omega_p^3}{4\varepsilon_2'} \left[\frac{\varepsilon_1'}{2\varepsilon_1'} ((\varepsilon_2')^2 - 3(\varepsilon_1')^2) - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{\varepsilon_2''}{2\varepsilon_2'} (17(\varepsilon_2')^2 - 5(\varepsilon_1')^2) \right] + 2\omega_p \omega \left[\varepsilon_1'' - \varepsilon_2'' \left(1 + \frac{9\varepsilon_1'}{4\varepsilon_2'} \right) \right] \right\}.$$

В уравнении (4) $D(\omega, k_2)$ включает в себя линейную столкновительную диссипацию, член, пропорциональный $\operatorname{Re} Q_1$, отвечает за нелинейное затухание поверхностных волн, а член, пропорциональный $\operatorname{Im} Q_1$, — за нелинейный сдвиг частоты. Из (4) видно, что декремент нелинейного затухания и нелинейный сдвиг частоты, зависящие от квадрата амплитуды волны, уменьшаются с увеличением расстояния от текущей точки y до источника возбуждения ПВ ($y=0$). Как видно из выражений (3)–(5), учет нелинейности, связанной с разогревом электронов в поле электромагнитной ПВ, приводит к изменению структуры полей и дисперсионных свойств волны. Изменения структуры полей сводятся к появлению нелинейных слагаемых, пропорциональных $|E|^2 E$, имеющих отличные от линейного приближения глубину проникновения и пространственный декремент затухания. Изменения дисперсионных свойств ПВ сводятся к появлению нелинейного сдвига частоты и нелинейного затухания волны. Следует отметить, что учет нелинейных эффектов в рассматриваемом приближении не приводит к появлению новых дисперсионных ветвей. Ввиду справедливости приближения слабой нелинейности нелинейные добавки по абсолютной величине в $\mu^{-1} \gg 1$ раз меньше решений линейного приближения. Однако учет этих слагаемых является существенным, поскольку именно они в рамках рассматриваемого приближения определяют динамику нелинейного эффекта самовоздействия ПВ.

Прежде чем перейти к упрощению и исследованию нелинейного дисперсионного уравнения (4), с помощью полученного для θ' выражения проведем верификацию условия слабого разогрева $\theta' \ll T$ и выясним, при каких величинах полей ПВ это приближение реализуется. Выполнение этого условия дает возможность не накладывать каких-либо жестких ограничений на длительность

импульса нелинейной волны $t_{\text{нлп}}$, связанных с джоулевым нагревом. Единственным ограничением на величину $t_{\text{нлп}}$ является $t_{\text{нлп}} \gg \nu^{-1}$, поскольку при нарушении этого неравенства за времена порядка $t_{\text{нлп}}$ эффект нелинейного разогрева электронов не успеет сказаться на распространении ПВ. В диапазоне частот $\omega^2 \ll \omega_p^2$ в плотной полупроводниковой плазме ($\Omega_p^2/\omega_p^2 \gg \epsilon_0$) условие $\Theta' \ll T$ может быть сведено к неравенству для параметра нелинейности μ поверхностной волны конечной амплитуды:

$$\mu^2 \ll \frac{T}{m_{\text{эф}} c^2} \frac{\tilde{\nu}(T)}{\nu(T)} \frac{\Omega_p^4}{\omega^2 \omega_p^2}, \quad (6)$$

где $\mu = V_E/V_\phi$, V_E — осцилляторная скорость электрона в поле волны, V_ϕ — фазовая скорость ПВ. Поскольку $T/m_{\text{эф}} c^2 \ll 1$ и $\tilde{\nu}(T) \ll \nu(T)$, приемлемые для условий эксперимента значения амплитуды волны могут реализовываться в полупроводниковых образцах с достаточно большой плотностью электронов. Оценки проведем для полупроводника с плотностью $n_0 \sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, эффективной массой $m_{\text{эф}} \sim 5 \cdot 10^{-29} \text{ г}$, помещенном в магнитное поле напряженности $\sim 5 \text{ кЭ}$ при температурах жидкого азота. В качестве механизма диссипации энергии для определенности выберем рассеяние на акустических фононах. В этом случае отношение $\tilde{\nu}(T)/\nu(T) \sim m_{\text{эф}} c_s^2/T$, где c_s — скорость звука [6]. При $c_s \sim 5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ это отношение порядка 10^{-3} . Для вышеуказанных параметров при частотах ПВ $\omega \sim \omega_p/3$ выражение в правой части неравенства (6) оказывается $\gg 1$, т. е. в рассмотренном случае приближение слабого разогрева с хорошей точностью совпадает с приближением слабой нелинейности $\mu \ll 1$ [12]. Для рассматриваемых волн при параметрах, указанных выше, значению параметра нелинейности $\mu = 0.1$ соответствуют значения $E \sim 1 \text{ кВ/см}$, т. е. реализуемые в эксперименте значения полей. Можно показать, что для волн из этого же диапазона частот в разреженной плазме полупроводника ($\Omega_p^2/\omega_p^2 \ll \epsilon_0$) условие слабого разогрева реализуется при полях значительно меньших указанного выше значения. Поэтому дальнейшее упрощение проведем для случая плотной полупроводниковой плазмы. При $\Omega_p^2/\omega_p^2 \gg \epsilon_0$, $\omega^2 \ll \omega_p^2$ из (4), (5) для $D(\omega, k_2)$, $\text{Re } Q_1$, $\text{Im } Q_1$ получаем следующие выражения:

$$D(\omega, k_2) = \frac{\Omega_p}{\omega \omega_p} \left[k_2 + \frac{\omega}{c} \frac{\Omega_p}{\omega_p} + i \frac{\Omega_p}{2c} \frac{\nu(T)}{\omega_p} \left(4 \frac{\omega^2}{\omega_p^2} - 1 \right) \right], \quad (7)$$

$$\text{Re } Q_1 = - \frac{e^2 \Omega_p}{8 m_{\text{эф}} c \omega_p^2} \frac{\partial \nu(\Theta)}{\partial \Theta} \Big|_T \frac{\nu(T)}{\tilde{\nu}(T)}, \quad (8)$$

$$\text{Im } Q_1 = \frac{e^2 \Omega_p \nu(T)}{16 m_{\text{эф}} c \omega_p^2 \omega^2} \frac{\partial \nu(\Theta)}{\partial \Theta} \Big|_T \frac{\nu(T)}{\tilde{\nu}(T)} \left[-1 + 53 \frac{\omega^2}{\omega_p^2} + 32 \frac{\omega^3}{\omega_p^3} - 72 \frac{\omega^4}{\omega_p^4} \right]. \quad (9)$$

Поскольку амплитуда поля волны уменьшается по мере ее распространения вдоль оси y , будем исследовать величины $\text{Re } Q_1$ и $\text{Im } Q_1$ вблизи источника возбуждения ПВ, т. е. там, где они максимальны. Для изучения соотношения между нелинейным сдвигом частоты ПВ и нелинейным затуханием строилась частотная зависимость отношения $\gamma = |\text{Im } Q_1 / \text{Re } Q_1|$. Эта зависимость для различных значений частоты столкновений ν приведена на рис. 1, где кривым I — 3 соответствуют значения параметра $\nu/\omega_p = 1/20, 1/30, 1/40$. Из рисунка видно, что величина нелинейного сдвига частоты по отношению к нелинейному затуханию возрастает по мере роста частоты столкновений и частоты волны. Из рисунка также следует, что практически во всем приведенном на рисунке диапазоне частот эти величины одного порядка. Из выражения (8) видно, что знак $\text{Re } Q_1$ определяется знаком производной $\frac{\partial \nu(\Theta)}{\partial \Theta} \Big|_T$. При $\frac{\partial \nu(\Theta)}{\partial \Theta} \Big|_T > 0$, т. е. когда частота столкновений увеличивается с ростом температуры, $\text{Re } Q_1 < 0$, т. е. в этом случае имеет место увеличение линейного затухания ПВ за счет нелинейного разогрева. В другом случае, когда ν уменьшается с ростом Θ , т. е. $\frac{\partial \nu(\Theta)}{\partial \Theta} \Big|_T < 0$, $\text{Re } Q_1 > 0$, что приводит к уменьшению столкновительного затухания ПВ по сравнению с линейным приближением. Случай $\frac{\partial \nu(\Theta)}{\partial \Theta} \Big|_T > 0$

реализуется, например, при рассеянии энергии высокочастотных электронных движений в поле волны на фоновых колебаниях, а $\left. \frac{\partial \nu(\Theta)}{\partial \Theta} \right|_T < 0$ — при рассеянии на заряженных примесях [13]. При $\left. \frac{\partial \nu(\Theta)}{\partial \Theta} \right|_T > 0$ нелинейный сдвиг частоты ПВ $\Delta \omega_h = c \omega_e^2 \Omega_e^{-2} \text{Im} Q_1 |E|^2$ отрицательный при $\omega < \omega_e/7$ и положительный при $\omega > \omega_e/7$. При $\left. \frac{\partial \nu(\Theta)}{\partial \Theta} \right|_T < 0$ знаки $\Delta \omega_h$ в обоих диапазонах частот меняются на противоположные. Отметим, что нелинейные сдвиги частот: $\Delta \omega_{NL}$, обусловленный учетом электронных нелинейностей исходных уравнений, полученный в [14], и $\Delta \omega_{NP}$, обусловленный непараболическостью закона дисперсии носителей, полученный в [15] и справедливый в диапазоне частот $0.25\omega_e < \omega < 0.45\omega_e$, отрицательны ($\Delta \omega_{NP} < 0$ при $\epsilon_g > 0$, ϵ_g — ширина запрещенной зоны). Для сравнения вклада в суммарный нелинейный сдвиг частоты раз-

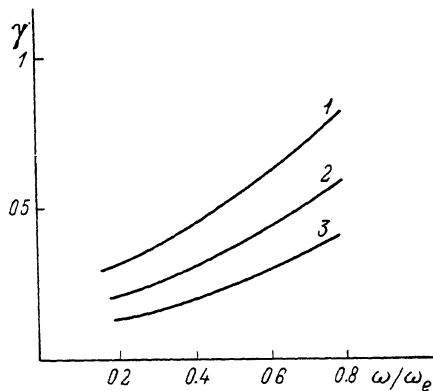


Рис. 1.

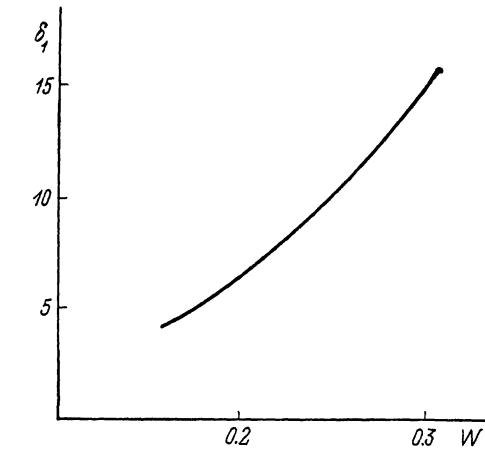


Рис. 2.

личных механизмов нелинейности сравним абсолютные значения $\Delta \omega_h$ и $\Delta \omega_{NP}$, где, согласно результатам [15],

$$\Delta \omega_{NP} = - \frac{e^2 \omega |E|^2}{32 m_{\text{эф}} \epsilon_g \Omega_e^2} \left(7 - 12 \frac{\omega}{\omega_e} \right).$$

Для модуля отношения $\delta = \Delta \omega_h / \Delta \omega_{NP}$ имеем следующее выражение:

$$\delta = 2 \frac{\nu(T)}{\omega} \frac{\epsilon_g}{\omega} \left| \frac{\partial \nu(\Theta)}{\partial \Theta} \right|_T \frac{\nu(T)}{\nu(T)} \left[-1 + 53 \frac{\omega^2}{\omega_e^2} + 32 \frac{\omega^3}{\omega_e^3} - 72 \frac{\omega^4}{\omega_e^4} \right] \left(7 - 12 \frac{\omega}{\omega_e} \right)^{-1}. \quad (10)$$

Эта величина растет с увеличением частоты столкновений, ширины запрещенной зоны полупроводника и отношения $\nu(T)/\bar{\nu}(T)$. При $\nu(T)/\omega \sim 0.1$, $\omega/\omega_e \sim \sim 1/3$, $\epsilon_g \sim 0.2$ эВ, $T \sim 80$ К и рассеянии на акустических фононах [$\nu(\Theta) \sim \Theta^{1/2}$ в случае поляризационного потенциала электрон-фононного взаимодействия и $\nu(\Theta) \sim \Theta^{3/2}$ в случае деформационного потенциала [6]] величина δ порядка 400, т. е. вблизи источника возбуждения ПВ разогрев электронов в поле волны является определяющим механизмом нелинейности. Однако на расстояниях от источника порядка нескольких длин волн сравниваемые нелинейные сдвиги частот одного порядка ввиду экспоненциального убывания $-\text{Im} Q |E|^2 \exp(-2k_y'' |y|)$. Зависимость величины δ от частоты волны исследуем численно. На рис. 2 представлена зависимость безразмерной величины $\delta_1 = (\delta \bar{\nu}(T) \omega_e^2) \left(2 \epsilon_g \nu^2(T) \left. \frac{\partial \nu(\Theta)}{\partial \Theta} \right|_T \right)^{-1}$ от нормированной частоты волны $W = \omega/\omega_e$. Из рисунка видно, что с ростом частоты волны вклад нагревной нелинейности в результирующий нелинейный сдвиг частоты ПВ возрастает.

В заключение укажем диапазоны частот и длин волн исследуемых ПВ, в которых справедливы полученные результаты. При изменении величины

напряженности внешнего магнитного поля H_0 от 5 до 10 кЭ и значения эффективной массы электронов $m_{эф}$ от $0.1 m_0$ до $0.01 m_0$ частота ПВ варьируется в пределах $2 \cdot 10^{10} - 2 \cdot 10^{12}$ Гц. Этим частотам в полупроводниках со значениями диэлектрической проницаемости ϵ_0 в пределах от 10 до 20 и плотности носителей $n_0 \sim 10^{16} - 5 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ соответствуют длины волн ПВ $\lambda = 2\pi/k'_z$, лежащие в интервале $2 \cdot 10^{-3} - 0.4$ см. Следовательно, можно сделать заключение о том, что полученные результаты могут быть использованы при исследовании волновых процессов миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн.

Таким образом, в данной работе рассмотрено влияние нагревной нелинейности на распространение магнитоплазменных поверхностных волн в структуре полупроводник—металл (геометрия Фойгта). В приближении слабого разогрева электронов в поле ПВ получено нелинейное дисперсионное уравнение волн в исследуемой структуре. Проведено сравнение вкладов в нелинейный сдвиг частоты ПВ от различных механизмов нелинейности. Указаны значения полей ПВ и параметров полупроводниковых структур, при которых справедливо рассматриваемое приближение.

Список литературы

- [1] Барыбин А. А. Волны в тонкопленочных полупроводниковых структурах с горячими электронами. М., 1986. 287 с.
- [2] Захаров В. А. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 4. С. 712—715.
- [3] Захаров В. А., Штрапеня Г. Л. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 5. С. 802—807.
- [4] Белецкий Н. Н., Булгаков А. А., Ханкина С. И., Яковенко В. М. Плазменные неустойчивости и нелинейные явления в полупроводниках. Киев, 1984. 192 с.
- [5] Кондратенко А. Н. Поверхностные и объемные волны в ограниченной плазме. М., 1985. 215 с.
- [6] Басс Ф. Г., Гуревич Ю. Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. М., 1975. 400 с.
- [7] Амбразявичене В. С., Бразис Р. С., Кунигелис А. А. // Препринт ИФП АН Лит. ССР. Вильнюс, 1987. 45 с.
- [8] Ханкина С. И., Яковенко В. М. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1989. Т. 32. С. 389—392.
- [9] Во Хонг Ань. Теория параметрического воздействия электромагнитного излучения на твердое тело. М., 1985. 200 с.
- [10] Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в атмосфере. М., 1973. 272 с.
- [11] Азаренков Н. А., Кондратенко А. Н. и др. // Радиотехн. и электрон. 1985. Т. 30. С. 2195—2201.
- [12] Кондратенко А. Н. Плазменные волноводы. М., 1976. 232 с.
- [13] Басс Ф. Г. // Электроника и радиофизика миллиметровых и субмиллиметровых радиоволн / Под ред. А. Я. Усикова. Киев, 1986.
- [14] Азаренков Н. А., Остриков К. Н. // Радиотехн. и электрон. 1990. Т. 35. С. 325—329.
- [15] Азаренков Н. А., Кондратенко А. Н., Остриков К. Н. // УФЖ. 1990. Т. 35. С. 1665—1670.

Харьковский государственный университет

Получена 1.11.1990

Принята к печати 2.04.1991