3. Толкачёв, А.И. Оптимизация эффективности генерации второй гармоники–суммарной частоты в тонком сферическом слое / А.И. Толкачёв, В.Н. Капшай, А.А. Шамына // V Международная научная конф., посвященная академику Б.В. Бокутю: материалы: в 2 ч. – 2018. – Ч. 1. – С. 126–132.

4. Толкачёв, А.И. Генерация второй гармоники от тонкого сферического слоя при наличии двух источников / А.И. Толкачёв, В.Н. Капшай // Актуальные вопросы физики и техники: Материалы VII Респ. научной конф. студентов, магистрантов и аспирантов. – 2018. – Ч. 1. – С. 287–290.

А.А. Хорт (ГГТУ имени П.О. Сухого, Гомель)
Науч. рук. **Д.Г. Кроль,** канд. физ.-мат. наук, доцент

КОНКУРЕНЦИЯ ИСТОЧНИКА И СТОКА ИМПУЛЬСА В ВЯЗКОУПРУГОМ ПОТОКЕ ЖИДКОСТИ

Плоское двумерное стационарное течение несжимаемой сплошной среды определяется уравнениями:

$$\rho v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_k} + \rho F_i, \ \frac{\partial v_k}{\partial x_k} = 0, \tag{1}$$

$$\rho c_p v_k \frac{\partial T}{\partial x_k} = -\frac{\partial q_k}{\partial x_k} + \Phi + q_\upsilon, \ q_i = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i}; \ i,k = 1,2; \ \rho, c_p, \lambda, \mu - \text{const}. \tag{2}$$

Реологическое уравнение состояния вязкоупругой жидкости Максвелла возьмем следующей форме записи:

$$\tau_{ij} + \gamma \left[v_k \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_k} + m(\tau_{ik}\omega_{kj} - \omega_{ik}\tau_{kj}) \right] = 2\mu e_{ij}, \tag{3}$$

$$2e_{ij} = \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i}, \ 2\omega_{ij} = \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{\partial v_j}{\partial x_i}.$$

Здесь $x_1 = x$, $x_2 = y$ – декартовы прямоугольные координаты; $\boldsymbol{v}(v_1, v_2)$ – вектор скорости; ρ – плотность; p – давление; $\boldsymbol{F}(F_1, F_2)$ – вектор массовой силы; T – температура; $\boldsymbol{q}(q_1, q_2)$ – вектор удельного теплового потока; c_p – удельная теплоемкость; λ – коэффициент теплопроводности; q_υ – объемная мощность внутренних источников энергии; τ_{ij} – компоненты девиатора тензора напряжений; e_{ij} – компоненты тензора скоростей деформации; μ – коэффициент динамической вязкости; γ – время релаксации вязких напряжений; Φ – диссипативная функция. Дважды повторяющийся индекс k означает суммирование. Дифференциальный оператор в (3) при $m=1$ есть конвективная производная Яуманна, при $m=0$ – обычная субстанциональная производная. При $\gamma=0$ формула (3) описывает свойства вязкой ньютоновской жидкости. Объемный источник энергии $q_\upsilon(\boldsymbol{v}^2,T)$ моделирует воздействие внутренних источников тепла и теплообмен жидкости с внешней средой. Для диссипативной функции Φ принимаем оценку $\Phi << |q_v|$, т.е. рассматриваем процессы, для которых можно пренебречь выделением тепла за счет вязкой диссипации энергии.

Данная работа продолжает исследования [1, 2] и имеет следующую цель: проанализировать закономерности формирования периодических полей скорости и температуры в условиях конкурентного взаимодействия источника и стока импульса.

Точное аналитическое решение уравнений гидродинамики вязкоупругой жидкости Максвелла имеет вид [1, 2]:

$$\bar{u} \equiv u/u_1 = 2\varepsilon[\sin(2\bar{y})]/\delta,\ \bar{\tau} \equiv \tau/u_1 = (1-\varepsilon^2)/\delta,\ \delta = 1+\varepsilon^2+2\varepsilon\cos(2\bar{y}), \quad (4)$$

$$\bar{\zeta} \equiv \zeta y_1^2/\nu = D_1 D_2,\ D_1 = (1-4\Gamma)/(1+4\Gamma)^2, \quad (5)$$

$$D_2 = 4\bar{\tau}(\bar{\tau}_1 - 2\bar{\tau}),\ \Gamma = (\bar{\gamma} m \bar{\varpi})^2, \quad (6)$$

$$d\bar{u}/d\bar{y} = -2\bar{\varpi} = 2\bar{\tau}(\bar{\tau}_1 - \bar{\tau}),\ \bar{y} = y/y_1,\ y_1 > 0,\ u_1 > 0,\ \bar{\nu} = \nu/(u_1 y_1),$$

$$\bar{q}_\upsilon \equiv q_\upsilon c_1 y_1^2/(\lambda u_1^2) = 4\bar{\tau}(-3\bar{\tau}_1\bar{\tau} + 2\bar{\tau}^2 + 1),\ \bar{\tau}_1 = (1+\varepsilon^2)/(1-\varepsilon^2), \quad (7)$$

$$\bar{p} = -\bar{\gamma}\bar{\tau}_{12} d\bar{u}/d\bar{y}, \quad \bar{\tau}_{12} = \bar{\nu}(d\bar{u}/d\bar{y})\left[1+\left(\bar{\gamma} d\bar{u}/d\bar{y}\right)^2\right]^{-1},$$

$$\tau = (c_1/u_1)(T-T_0),\ c_1,\ y_1,\ T_0 \text{ - const.}$$

Здесь ε – параметр решения; $\delta>0$ при $\varepsilon^2 \neq 1$. Изотермический режим $(\varepsilon=1)$ был изучен в [1]. Если $\varepsilon^2<1$, то $\tau>0$, течение происходит в «горячей» области, $T>T_0$. Если $\varepsilon^2>1$, то $\tau<0$, имеем «холодную» область, $0<T<T_0$. Безразмерные величины отмечены чертой сверху.

Решение (4-7) определяет течение вязкоупругой жидкости с объемным источником энергии и с двумя конкурирующими источниками импульса:

$$\bar{F}_{11} = -\bar{u}\bar{\zeta}_r,\ \bar{\zeta}_r = 2D_1(1+\bar{u}^2),\ \bar{F}_{12} = 6D_1\bar{\tau}^2\bar{u}. \quad (8)$$

Здесь $\bar{\zeta}_r$ – коэффициент сопротивления, $\bar{F}_{11}$– внешняя сила трения (сток импульса), $\bar{F}_{12}$ – источник импульса, конкурирующий с силой сопротивления. Оба эти источника мультипликативным образом зависят от $D_1 = D_1(\Gamma)$. Результирующая массовая сила $\overline{F}_1 = \overline{F}_{11} + \overline{F}_{12}$ действует в продольном (вдоль оси OX) направлении. Условие $\zeta_r \geq 0$ выполнено при $\Gamma(\overline{y}) \leq 1/4$, а это приводит к неравенству $\overline{\gamma}^2 m^2 \overline{\omega}^2_{\max} \leq 1/4$, которое справедливо при подходящем выборе γ. В случае (8) наблюдается периодическое течение при $y \in (-\infty, \infty)$, $\varepsilon^2 \neq 1$.

Расчеты были проведены для «горячей» и «холодной» областей. Пример расчета безразмерных параметров течения для «горячей» области показан на рисунке. Входные параметры: $\varepsilon = -0{,}5$; $\overline{\gamma} = 0{,}12$; $m = 1$; $\overline{\nu} = 1$; $u_{11} = 0{,}5$; $\overline{y} \in [-2\pi; 2\pi]$. Результаты численного анализа позволили подробно рассмотреть конкурентное взаимодействие источника и стока импульса. Прикладные аспекты данной работы связаны с расчетами гидродинамических и тепловых параметров полупроводниковых расплавов.

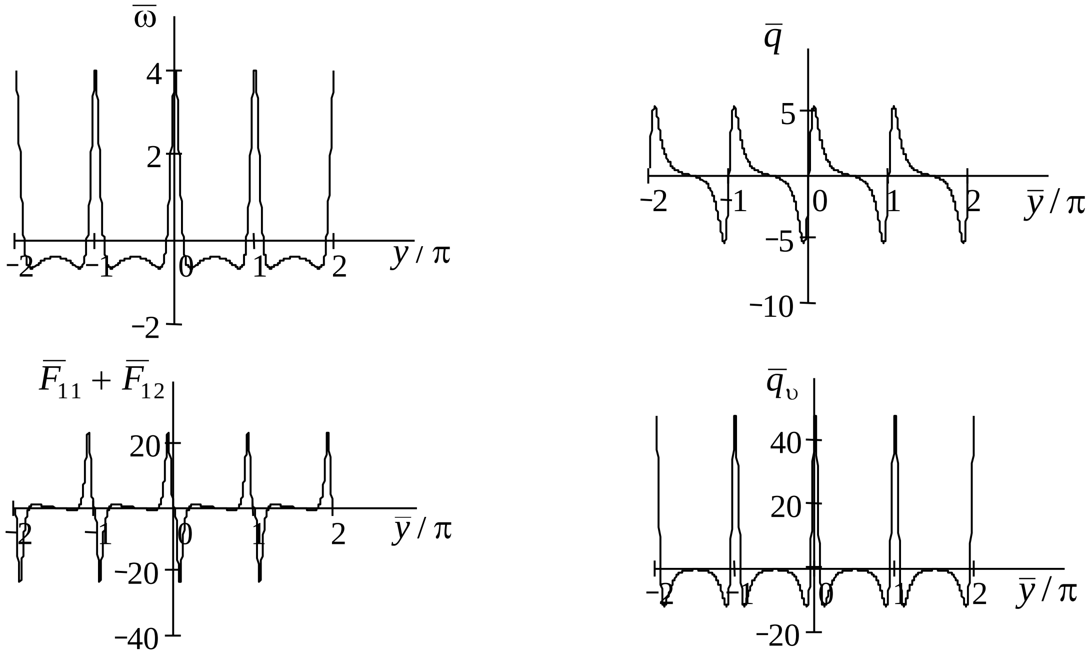

Рисунок 1 – Конкуренция источника и стока импульса.
Зависимость безразмерных параметров течения от безразмерной координаты

Данная работа выполнена в рамках госпрограммы «Энергетические системы, процессы и технологии». Научный руководитель проекта профессор О. Н. Шабловский.

Литература

1. Шабловский, О.Н. Тригонометрический профиль скорости сдвигового течения вязкой жидкости / О.Н. Шабловский // Вестник

Южно-Уральского государственного университета. Серия «Математика. Механика. Физика». 2011. Выпуск 5. №32(249). С. 77-82.

2. Шабловский, О.Н. Вихрь скорости и производство энтропии в релаксирующем потоке вязкой жидкости с внутренними источниками / О.Н. Шабловский // Энергетика - Изв. высш. учеб. заведений и энерг. объединений СНГ. 2011. №5. С. 55-65.

А.С. Чугунов (БрГТУ, Брест)
Науч. рук. **С.В. Чугунов**, ст. преподаватель

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ В HEMT-ТРАНЗИСТОРАХ НА ОСНОВЕ GAN

В последние десятилетия активно разрабатываются HEMT-транзисторы, представляющие собой полевые транзисторы, в которых для создания канала используется контакт двух полупроводниковых материалов с различной шириной запрещенной зоны. Контакт разнозонных полупроводников, т.н. гетеропереход, создает излом и разрыв зонных границ, в результате которого в тонкой области дно зоны проводимости узкозонного полупроводника опускается ниже уровня ферми, что приводит к образованию тонкого электропроводящего слоя. Как часто говорят, в этом слое образуется двумерный электронный газ (ДЭГ). Т.к. соединение GaN обладает высокой подвижностью электронов, удается создать гетероструктурные полевые транзисторы AlGaN/GaN с уникальными характеристиками, а именно: с высокими значениями выходной мощности, рабочей частоты и температурного диапазона функционирования.

В данной работе представлено моделирование распределения концентрации носителей в HEMT-транзисторах на основе GaN с помощью программного продукта FETIS. В качестве рабочей модели был взят транзистор с минимальным количеством слоев: (сверху – вниз) металл, n-AlGaN, нелегированный AlGaN, нелегированный-GaN с 2-мерным электронным газом (ДЭГ), подложка. Такая упрощенная модель не содержит барьера AlN между канальнам GaN и барьерным AlGaN слоями, не учитывает влияние множества переходных слоев реальных HEMT. Однако для качественного рассмотрения данными тонкостями можно пренебречь.

Плотность связанных состояний электронов в квантовой яме согласно [1] определяется выражением: