

# Неустойчивость дрейфовых волн в двухкомпонентной твердотельной плазме

© А.А. Булгаков, О.В. Шрамкова<sup>†</sup>

Институт радиофизики и электроники Национальной академии наук Украины,  
61085 Харьков, Украина

(Получена 27 июля 2004 г. Принята к печати 27 декабря 2004 г.)

Рассматриваются неустойчивости продольных волн в безграничной полупроводниковой плазме с двумя типами носителей в предположении, что тепловая скорость электронов незначительно превышает тепловую скорость дырок. Основным результатом работы заключается в том, что в собственных полупроводниках возникновение неустойчивости возможно при скоростях дрейфа электронов, меньших тепловой скорости. Изучены неустойчивости дрейфовых волн в собственных полупроводниках и в полупроводниках с одинаковыми плазменными частотами электронов и дырок, а также рассмотрено влияние диссипации на неустойчивость этих волн.

## 1. Введение

В современной технике сверхвысоких частот диапазоны коротких миллиметровых и субмиллиметровых волн оказываются менее всего освоенными. В этих областях электронные приборы уже не пригодны, а твердотельные структуры успешно работают в более коротких диапазонах длин волн — инфракрасном и световом — в качестве твердотельных лазеров. В то же время указанные диапазоны представляют значительный интерес для современных средств связи, медицинских исследований и изучения физических свойств веществ [1,2]. В связи с этим поиски материалов и физических эффектов для создания активных устройств миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов являются, несомненно, актуальными задачами.

Одним из традиционных путей исследований является изучение возможности создания твердотельных приборов с длительным взаимодействием между электромагнитной бегущей волной и дрейфующими в постоянных полях носителями в полупроводниковой плазме. В этом направлении периодически появляются обзоры. Так, например, прекрасный обзор был представлен в работе [3]. Значительный интерес представляет статья [1]. В ней, в частности, описан эксперимент, в котором наблюдалась неустойчивость в миллиметровом диапазоне при взаимодействии дрейфующих носителей в полупроводниковом слое с периодической структурой в виде диэлектрического волновода с периодической стенкой сложной формы. Правда, нам представляется, что механизм возникновения этой неустойчивости выяснен не полностью. И наконец, обзор в УФН [4] показывает, что изучение возможности создания неустойчивостей в коротковолновых диапазонах и создания на их основе твердотельных генераторов и усилителей представляет значительный интерес для широкого круга исследователей.

В настоящее время значительных успехов достигла технология получения твердотельных полупроводниковых периодических структур — сверхрешеток. По сути

дела это новые искусственные материалы, свойства которых могут существенно отличаться от природных кристаллов. Если толщины слоев структуры будут порядка 1–3 микрон, то для миллиметрового и терагерцевого диапазонов такие структуры будут представлять собой сплошную полупроводниковую среду. Выбирая для слоев сверхрешетки полупроводники с различным типом проводимости, можно получить материал, у которого плазменные частоты, скорости дрейфа и т. п. для носителей различного типа будут величинами одного порядка. В то же время изучение неустойчивостей в полупроводниках и в плазме проводилось с учетом значительной разницы в параметрах между электронной и дырочной компонентами. Цель данной работы заключалась в исследовании возможности создания неустойчивости в электронно-дырочной плазме однородного полупроводника при скорости дрейфа, меньшей тепловой скорости носителей. Для упрощения формул мы не рассматриваем переход от слоисто-периодической структуры к однородной среде. Этим вопросам были посвящены работы [5,6].

Изучению неустойчивостей, вызванных движением носителей в плазме во внешнем электрическом поле, посвящены работы конца 50-х–начала 60-х годов [7–11]. В монографии [12] рассмотрены эти неустойчивости в кинетическом и гидродинамическом приближениях.

Ранее было показано, что при достаточно большой дрейфовой скорости электронов относительно ионов двухкомпонентная плазма становится неустойчивой. Условия возникновения неустойчивостей изучены в работах [7–9] для плазмы, образованной электронами и ионами равных температур. Авторами было показано, что плазма становится неустойчивой, если скорость дрейфа электронов  $v_{0e} \geq 1.32v_{Te}$ . Для случая, когда температура электронов значительно больше температуры ионов, дрейфовая скорость, при которой возникает неустойчивость, уменьшается ( $v_{0e} \leq (m_e/m_p)^{1/2}v_{Te}$ ) [10].

Взаимодействие дрейфовых волн с плазменными волнами в полупроводниках было рассмотрено в работе [11]. В ней в кинетическом приближении исследована

<sup>†</sup> E-mail: O.Shramkova@mail.ru

двухпотоковая неустойчивость, связанная с дрейфом носителей под действием внешнего электрического поля. Получены дисперсионные соотношения для двух мод коллективных осцилляций: высокочастотной оптической моды

$$\omega^2 = (\omega_{0e}^2 + \omega_{0p}^2) / \varepsilon_0,$$

в которой электроны и дырки движутся в противофазе, и низкочастотной акустической плазменной моды

$$\omega = \frac{m_e}{m_p} k v_{Te},$$

в которой электроны и дырки движутся в фазе. В приведенных формулах приняты следующие обозначения:  $\omega_{0e,p}$  — ленгмюровские частоты электронов и дырок,  $m_{e,p}$  — их массы,  $v_{Te}$  — тепловая скорость электронов,  $k$  — волновое число,  $\varepsilon_0$  — решеточная часть диэлектрической проницаемости. Эти решения были получены в следующих приближениях:

$$\frac{\omega_{0p}}{\omega_{0e}} \ll 1, \quad \frac{\omega_{0p}}{\omega_{0e}} \frac{v_{Te}}{v_{Tp}} \gg 1.$$

Из неравенств следует, что тепловая скорость электронов должна значительно превосходить скорость дырок. В то же время для ряда полупроводников электронная тепловая скорость незначительно превышает дырочную, т.е. второе неравенство нарушается. В нашей работе учитывается это обстоятельство. Нами будет рассмотрено взаимодействие плазменных колебаний электронов и дырок [13]

$$\begin{aligned} \omega^2 &= \omega_{0e}^2 / \varepsilon_0 + k^2 v_{Te}^2, \\ \omega^2 &= \omega_{0p}^2 / \varepsilon_0 + k^2 v_{Tp}^2, \end{aligned} \quad (1)$$

при наличии дрейфа носителей. В дальнейшем будет показано, что особенность этих волн связана с тем, что они имеют области отрицательной фазовой скорости, в которых возможно резонансное взаимодействие дырочных и электронных дрейфовых волн с отрицательными фазовыми скоростями.

Значительное внимание неустойчивости пространственно-разделенных электронно-дырочных потоков было уделено в работах О.А. Романова с соавт. [14–18]. Анализ был проведен в квазигидродинамическом приближении. В них учитывалась тепловая скорость и частоты столкновений носителей. Основной задачей этих работ было выяснение возможности уменьшения дрейфовой скорости, при которой возникает неустойчивость. Исследования были проведены в широком диапазоне параметров дрейфующих носителей, а результаты были сопоставлены с работой [11].

Учет двух потоков носителей существенно усложняет задачу, поэтому наше рассмотрение проводится в гидродинамическом приближении. Известно, что применение гидродинамических уравнений оказывается оправданным для частот  $\omega \gg \nu$  (бесстолкновительная плазма [19]) и  $\omega \ll \nu$ , если исследовать только

коллективное поведение частиц и не интересоваться эффектами типа затухания Ландау. Влияние теплового движения носителей также может быть учтено в гидродинамическом приближении. Как показано в работе [20], уже при  $\nu \lambda / 2\pi v_T \geq 3$  ( $\lambda$  — длина волны) погрешность гидродинамического описания не превышает 10% по сравнению с кинетическим. Типичные для полупроводников [21] значения плазменной частоты  $\omega_p = (4\pi e^2 n_0 / m \varepsilon_0)^{1/2} \approx 10^{11} - 10^{13} \text{ с}^{-1}$ , эффективной массы  $m \approx 10^{-28} - 10^{-29} \text{ г}$  и частоты столкновений  $\nu \approx 5 \cdot 10^{10} - 10^{13} \text{ с}^{-1}$  (при температурах от 4.2 до 300°К) дают следующие значения тепловой скорости  $v_T \approx 10^7 - 10^8 \text{ см/с}$ , радиус Дебая  $R_D = v_T / \omega_p \approx 10^{-4} \text{ см}$  и длины свободного пробега носителей  $l = v_T / \nu \approx 10^{-4} - 10^{-5} \text{ см}$ . Таким образом, наше рассмотрение относится к частотам  $\omega \approx 10^{10} - 5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ . Также необходимо учесть, что отличие кинетического приближения от гидродинамического состоит в наличии численного коэффициента несколько больше единицы перед слагаемым  $k^2 v_T^2$  в соотношении (1).

## 2. Основные уравнения

Рассмотрим безграничную двухкомпонентную твердотельную плазму, образованную электронами и дырками. Будем предполагать, что под действием внешнего постоянного электрического поля происходит дрейф электронов со скоростью  $v_{0e}$  и дрейф дырок со скоростью  $-v_{0p}$ . Направим ось  $Ox$  вдоль направления дрейфа электронов. Электромагнитные процессы в такой структуре описываются уравнениями Максвелла, а также материальными уравнениями для электронов и дырок:

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} + (\mathbf{v}_{0e} \text{ grad}) \mathbf{v}_e = -\frac{e}{m_e} \mathbf{E} - \frac{v_{Te}^2}{n_{0e}} \text{ grad } n_e - v_e \mathbf{v}_e, \\ \frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div}(n_{0e} \mathbf{v}_e + n_e \mathbf{v}_{0e}) = 0, \\ \frac{\partial \mathbf{v}_p}{\partial t} - (\mathbf{v}_{0p} \text{ grad}) \mathbf{v}_p = \frac{e}{m_p} \mathbf{E} - \frac{v_{Tp}^2}{n_{0p}} \text{ grad } n_p - v_p \mathbf{v}_p, \\ \frac{\partial n_p}{\partial t} + \text{div}(n_{0p} \mathbf{v}_p - n_p \mathbf{v}_{0p}) = 0, \end{cases} \quad (2)$$

где  $n_{0e}$  и  $n_{0p}$  — равновесные концентрации электронов и дырок,  $v_e$  и  $v_p$  — частоты столкновений,  $v_{Te}$  и  $v_{Tp}$  — тепловые скорости,  $n_e$ ,  $n_p$ ,  $v_e$  и  $v_p$  — переменные концентрации и скорости носителей.

Для определения компонент тензора диэлектрической проницаемости воспользуемся соотношением для электрической индукции:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + i \frac{4\pi}{\omega} (-en_{0e} \mathbf{v}_e - en_e \mathbf{v}_{0e} + en_{0p} \mathbf{v}_p - en_p \mathbf{v}_{0p}). \quad (3)$$

Здесь зависимость от времени и координат предполагается в виде  $\exp(-i\omega t + ikx)$ .

В выбранной системе координат уравнения Максвелла разделяются на две поляризации. В работе исследуется

поляризация с компонентами  $E_x$ ,  $E_z$ ,  $H_y$ , отличными от нуля. Подставляя в уравнение Максвелла соотношение для плоской волны, приведенное выше, получим дисперсионное уравнение. Рассмотрим продольные волны, распространяющиеся вдоль направления  $Ox$  и будем пренебрегать запаздыванием ( $\omega/c \rightarrow 0$ ). Тогда имеем дисперсионное уравнение для продольных волн  $\varepsilon = 0$ , т.е.

$$\varepsilon_0 - \frac{\omega_{0e}^2}{(\omega - kv_{0e} + iv_e)(\omega - kv_{0e}) - k^2v_{Te}^2} - \frac{\omega_{0p}^2}{(\omega + kv_{0p} + iv_e)(\omega + kv_{0p}) - k^2v_{Tp}^2} = 0. \quad (4)$$

Отметим, что решения данного уравнения при пренебрежении тепловыми скоростями и частотами столкновений для различных соотношений между концентрациями электронов и дырок были изучены в работе Михайловского [6].

### 3. Неустойчивости в собственных полупроводниках

Прежде всего рассмотрим случай, когда  $v_e = 0$ ,  $v_p = 0$  и полупроводник является собственным, т.е. концентрации электронов и дырок равны,  $n_{0e} = n_{0p}$ . Перейдем в систему координат, движущуюся вместе с электронами:  $\Omega = \omega - kv_{0e}$ . Тогда дрейфовые колебания описываются дисперсионным уравнением:

$$(\Omega^2 - \omega_{0e}^2/\varepsilon_0 - k^2v_{Te}^2) \times [(\Omega + kv_0)^2 - \omega_{0p}^2/\varepsilon_0 - k^2v_{Tp}^2] = \alpha\omega_{0e}^4/\varepsilon_0^2, \quad (5)$$

где  $v_0 = v_{0e} + v_{0p}$ , а  $\alpha = \omega_{0p}^2/\omega_{0e}^2 = m_e/m_p \ll 1$ . В этом случае имеем уравнение четвертого порядка относительно частоты  $\Omega$ , а его решения следующие:

$$\omega_{1,2} = kv_{0e} \pm \sqrt{\omega_{0e}^2/\varepsilon_0 + k^2v_{Te}^2} + O(\alpha), \quad (6a)$$

$$\omega_{3,4} = -kv_{0p} \pm \sqrt{\omega_{0p}^2/\varepsilon_0 + k^2v_{Tp}^2} + O(\alpha). \quad (6b)$$

Волны  $\omega_{1,2}$  являются быстрой и медленной дрейфовыми электронными волнами, а  $\omega_{3,4}$  — медленной и быстрой дрейфовыми дырочными волнами. Необходимо учесть, что разделение на быстрые и медленные волны обычно производится при  $k > 0$ . Если же волновой вектор может быть положительным и отрицательным, то такое разделение оказывается условным. На рис. 1 пунктиром представлены графики решений  $\omega_1$ ,  $\omega_3$ ,  $\omega_4$  при  $\alpha \rightarrow 0$ . На этом и на всех последующих рисунках цифрами 1–4 обозначены кривые для волн  $\omega_{1-4}$  соответственно. Особенность полученных решений заключается в том, что при отрицательных значениях волнового числа фазовая скорость электронной дрейфовой волны

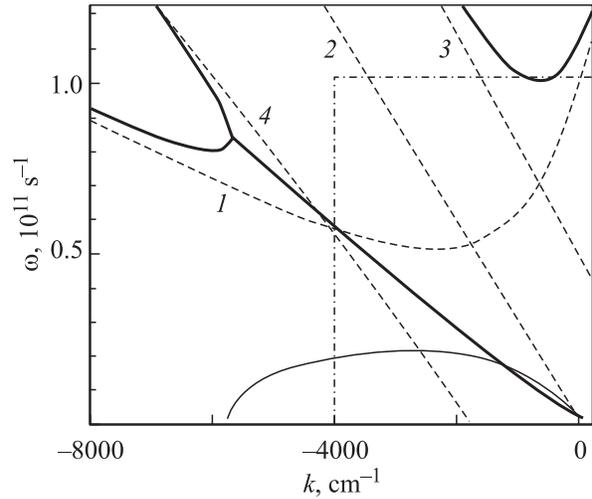


Рис. 1. Дисперсионные кривые электронных и дырочных дрейфовых волн в собственном полупроводнике:  $v_{0e} = 6 \cdot 10^7$  см/с;  $v_{Te} = 7 \cdot 10^7$  см/с;  $v_{0p} = 3 \cdot 10^7$  см/с;  $v_{Tp} = 1 \cdot 10^7$  см/с;  $\varepsilon_0 = 17.8$ ;  $\omega_{0e} = 4.2 \cdot 10^{11}$  с<sup>-1</sup>;  $\omega_{0p} = 2.1 \cdot 10^{11}$  с<sup>-1</sup>. Пунктирные кривые 1, 3, 4 — зависимости, соответствующие волнам  $\omega_1$ ,  $\omega_3$ ,  $\omega_4$  при  $\alpha \rightarrow 0$ .

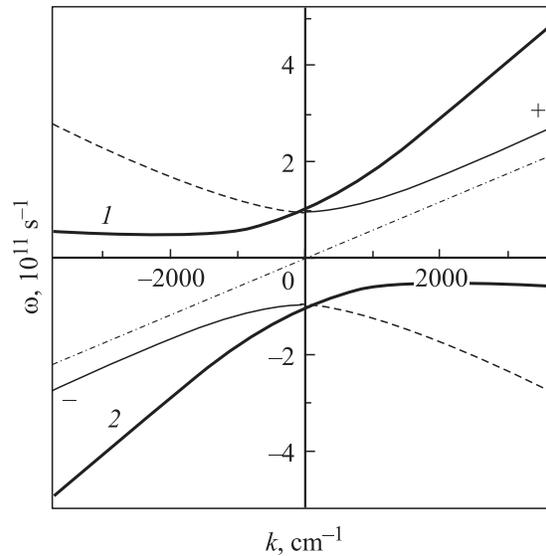
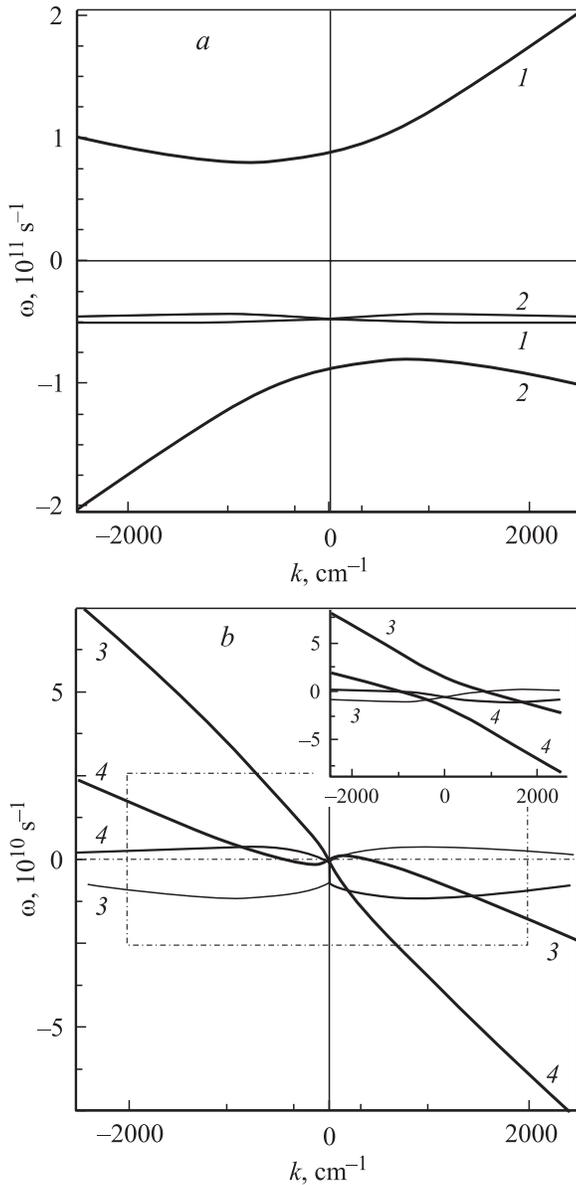


Рис. 2. Дисперсионные зависимости электронных и дырочных волн при отсутствии дрейфа (кривые +, -) и при  $v_{0e,p} \neq 0$ .

становится отрицательной, а дырочной волны — положительной. Медленная электронная дрейфовая волна  $\omega_2$ , как следует из формулы (6a) с учетом ограничений на параметры, накладываемые гидродинамическим приближением, имеет отрицательную частоту и поэтому на рисунке не приведена.

Для пояснения этого результата прежде всего рассмотрим случай, когда  $v_{0e} = 0$  и  $\omega_{\pm} = \pm \sqrt{\omega_{0e}^2/\varepsilon_0 + k^2v_{Te}^2}$  [15]. Графики этих зависимостей представлены на рис. 2. Тонкими линиями выделены зависимости для волн, движущихся в положительном



**Рис. 3.** Дисперсионная зависимость для дрейфовых волн с учетом пространственного затухания: *a* —  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , *b* —  $-\omega_3$  и  $\omega_4$ .  $v_{0e} = 2 \cdot 10^7$  см/с;  $v_{Te} = 5 \cdot 10^7$  см/с;  $v_{0p} = 2 \cdot 10^7$  см/с;  $v_{Tp} = 0.7 \cdot 10^7$  см/с;  $\omega_{0e} = 4.2 \cdot 10^{11}$  с $^{-1}$ ;  $\omega_{0p} = 1.1 \cdot 10^{11}$  с $^{-1}$ ;  $\epsilon_0 = 17.8$ ;  $\nu_e = 1 \cdot 10^{11}$  с $^{-1}$ ;  $\nu_p = 0$ .

направлении оси координат. Штриховыми линиями представлены зависимости для волн с отрицательными фазовыми скоростями. Видно, что дисперсионные зависимости волн с положительными и отрицательными фазовыми скоростями переходят друг в друга, а кривые для волн, движущихся в одном направлении, терпят разрыв при  $k = 0$ . Штрихпунктирной линией обозначено соотношение для  $\omega_a = kv_{0e}$ . Суммируя эти графики, получим кривые для  $\omega_{1,2}$ , которые представлены на рисунке жирными линиями. Отметим, что все графики симметричны относительно начала координат, поэтому в дальнейшем рассматриваются только волны с положи-

тельным значением частоты. Для случая, когда  $v_{0p} = 0$  и  $\omega_{\pm} = \pm \sqrt{\omega_{0p}^2/\epsilon_0 + k^2 v_{Tp}^2}$ , графики зависимостей  $\omega_{3,4}(k)$  имеют аналогичный характер.

Вернемся к рис. 1. Дисперсионная зависимость быстрой волны  $\omega_1$  имеет характерный загиб в области отрицательных значений  $k$  и может пересекаться с кривыми  $\omega_3$  и  $\omega_4$ . Следует отметить, что эта волна при учете тепловой скорости распространяется в отрицательном направлении оси  $Ox$ . Если учесть малый параметр  $\alpha$ , то в точках пересечения происходит „расталкивание“ кривых. Сплошными кривыми на рис. 1 отмечены дисперсионные зависимости при учете  $\alpha$ . Физически эти точки означают наличие резонансного взаимодействия между дрейфовыми волнами различных видов. Кроме того, происходит изменение вида дисперсионных кривых и образование резонансной области. На рис. 1 эта область соответствует значениям  $k \approx -5800 - 0$  см $^{-1}$ . Заметим, что, в отличие от известных случаев неустойчивости медленной дрейфовой волны, учет тепловых скоростей меняет характер взаимодействия таким образом, что взаимодействие быстрой электронной волны с отрицательной фазовой скоростью с медленной дырочной дрейфовой волной приводит к неустойчивости. Имеются две точки взаимодействия: волн  $\omega_1, \omega_3$  и волн  $\omega_1, \omega_4$ . Неустойчивость резонансного типа возникает, когда  $\omega_1 = \omega_4$  и

$$k_{res} = - \frac{\omega_{0e} + \omega_{0p}}{\sqrt{\epsilon_0} v_0} \times \left( 1 + \frac{\omega_{0e} + \omega_{0p}}{v_0^2} \left( \frac{v_{Te}^2}{2\omega_{0e}} + \frac{v_{Tp}^2}{2\omega_{0p}} \right) \right). \quad (7)$$

При этом добавка к частоте имеет вид

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = i \frac{\omega_{0e}}{2} \sqrt{\frac{\alpha}{\epsilon_0}} \left[ (\omega_{0e}^2/\epsilon_0 + k_{res}^2 v_{Te}^2) \times (\omega_{0p}^2/\epsilon_0 + k_{res}^2 v_{Tp}^2) \right]^{-1/4}. \quad (8)$$

Дальнейшее исследование этого типа неустойчивости было проведено численным путем. На рис. 1 представлены дисперсионные кривые для случая  $\alpha = 0.25$ . На рисунках жирными линиями выделены зависимости  $\text{Re } \omega(k)$ , а тонкими —  $\text{Im } \omega(k)$ . Область применимости гидродинамического приближения обозначена штрихпунктиром. Отметим, что с увеличением  $\alpha$  область неустойчивости расширяется, и величина инкремента нарастания увеличивается. Максимум этой области соответствует  $k_{res}$ , а величина инкремента определяется формулой (8). Численный анализ показывает, что при увеличении плазменной частоты электронов диапазон неустойчивости увеличивается, а также увеличивается область применимости гидродинамического приближения. Отметим, что данный тип неустойчивости возможен, если

$$(v_{0e} + v_{0p})^2 > \frac{1}{2} \left( v_{Te}^2 + v_{Tp}^2 \frac{\omega_{0e}}{\omega_{0p}} \right).$$

#### 4. Учет влияния диссипативных процессов

Учтем влияние столкновений в полупроводнике. Для этого перепишем уравнение (4) в следующем виде:

$$[\Omega(\Omega + iv_e) - k^2 v_{Te}^2 - \omega_{0e}^2/\varepsilon_0] [(\Omega + kv_0)(\Omega + kv_0 + iv_p) - k^2 v_{Tp}^2 - \omega_{0p}^2/\varepsilon_0] = \alpha \omega_{0e}^4/\varepsilon_0^2, \quad (9)$$

где  $\Omega = \omega - kv_{0e}$ ,  $v_0 = v_{0e} + v_{0p}$ , а  $\alpha = \omega_{0p}^2/\omega_{0e}^2$ .

Решения этого уравнения для электронных и дырочных дрейфовых волн имеют вид:

$$\begin{aligned} \omega_{1,2} &= \omega_{1,2}^{(0)} \pm \alpha \frac{\omega_{0e}^4}{2\varepsilon_0^2 A} \\ &\times \frac{1}{(\omega_{1,2}^{(0)} + kv_{0p})(\omega_{1,2}^{(0)} + kv_{0p} + iv_p) - k^2 v_{Tp}^2 - \omega_{0p}^2/\varepsilon_0}, \\ \omega_{3,4} &= \omega_{3,4}^{(0)} \pm \alpha \frac{\omega_{0e}^4}{2\varepsilon_0^2 B} \\ &\times \frac{1}{(\omega_{3,4}^{(0)} - kv_{0e})(\omega_{3,4}^{(0)} - kv_{0e} + iv_e) - k^2 v_{Te}^2 - \omega_{0e}^2/\varepsilon_0}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} A &= \frac{\sqrt{4(\omega_{0e}^2/\varepsilon_0 + k_x^2 v_{Te}^2) - v_e^2}}{2}, \\ B &= \frac{\sqrt{4(\omega_{0p}^2/\varepsilon_0 + k_x^2 v_{Tp}^2) - v_p^2}}{2}, \end{aligned}$$

где  $\omega_{1,2,3,4}^{(0)}$  корни уравнения (9) при  $\alpha \rightarrow 0$ :

$$\begin{aligned} \omega_{1,2}^{(0)} &= kv_{0e} - \frac{iv_e}{2} \pm A, \\ \omega_{3,4}^{(0)} &= -kv_{0p} - \frac{iv_p}{2} \pm B. \end{aligned} \quad (11)$$

В формулах (10) знак „+“ относится к волнам  $\omega_{1,3}$ , а знак „-“ — к волнам  $\omega_{2,4}$ .

Электронные волны  $\omega_{1,2}^{(0)}$  затухают с декрементом  $v_e/2$ , а декремент затухания дырочных волн  $\omega_{3,4}^{(0)}$  равен  $v_p/2$ , так как подкоренные выражения в  $A$  и  $B$  всегда положительны. Заметим, что влияние столкновений электронов и дырок на дисперсионные кривые  $\omega_{1,2,3,4}^{(0)}$  незначительно.

Учтем взаимодействие дрейфовых волн между собой (рис. 3). Мнимая часть частоты из уравнения (10) для малых значений  $\alpha$  имеет вид:

$$\begin{aligned} \text{Im } \omega_{1,2} &= -\frac{v_e}{2} \pm \alpha \frac{1}{2} \frac{\omega_{0e}^4}{\varepsilon_0^2 A} \\ &\times \frac{(v_e - v_p)(kv_0 \pm A)}{((kv_0 \pm A)^2 - k^2 v_{Tp}^2 - \omega_{0p}^2/\varepsilon_0)^2 + (v_e - v_p)^2 (kv_0 \pm A)^2}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \text{Im } \omega_{3,4} &= -\frac{v_p}{2} \pm \alpha \frac{1}{2} \frac{\omega_{0e}^4}{\varepsilon_0^2 B} \\ &\times \frac{(v_p - v_e)(-kv_0 \pm B)}{((-kv_0 \pm B)^2 - k^2 v_{Te}^2 - \omega_{0e}^2/\varepsilon_0)^2 + (v_p - v_e)^2 (-kv_0 \pm B)^2}. \end{aligned} \quad (13)$$

Второе слагаемое в формулах (12) и (13) приблизительно равно  $\alpha v_e$ . В связи с этим волны  $\omega_1$  и  $\omega_2$  затухают во всем диапазоне частот; это видно и при расчетах по точной формуле (рис. 3). Волны  $\omega_3$  и  $\omega_4$  могут нарастать, если выполняется следующее соотношение:

$$1 > \frac{\omega_{0p}^2}{\omega_{0e}^2} > \frac{v_p}{v_e}. \quad (14)$$

Кроме того, необходимым условием для существования неустойчивости, как видно из (13), является следующее соотношение между дрейфовой скоростью и параметрами задачи:

$$v_0 > k^{-1} \sqrt{\omega_{0p}^2/\varepsilon_0 + k^2 v_{Tp}^2 - v_p^2/4}. \quad (15)$$

Эти выводы подтверждаются результатами точного счета. На рис. 3 представлены графики дисперсионных зависимостей  $\omega_1$  и  $\omega_2$  (рис. 3, *a*),  $\omega_3$  и  $\omega_4$  (рис. 3, *b*), рассчитанных по формуле (12). Утолщенными линиями представлены зависимости  $\text{Re } \omega(k)$ , а тонкими —  $\text{Im } \omega(k)$ , штрихпунктирными линиями обозначены границы области применимости гидродинамических соотношений (рис. 3, *b*). При выбранных параметрах волны  $\omega_1$  и  $\omega_2$  затухают с декрементом  $\sim -v_e/2$ . Волна  $\omega_3$  при  $k > 0$  нарастает, причем при малых значениях  $k$  дрейфовая дырочная волна имеет положительную фазовую скорость, а при больших значениях — отрицательную. При  $k < 0$  эта волна затухает. График для волны  $\omega_4$  симметричен  $\omega_3$  относительно начала координат, т.е. усиление этой волны происходит при  $k < 0$ . На вставке к рис. 3, *b* показаны результаты расчета по приближенной формуле (13). Видно, что имеется небольшое отличие этих результатов вблизи начала координат.

#### 5. Заключение

Нами рассмотрены неустойчивости полупроводниковой электронно-дырочной плазмы в предположении, что ленгмюровские частоты и тепловые скорости носителей различаются незначительно. Этим данная работа отличается от исследований, проведенных в статьях начала 60-х годов. В таком приближении в плазме возможно распространение электронных и дырочных дрейфовых волн, различающихся только параметрами, связанными с подвижностью и массой электронов и дырок. Разумеется, что направления распространения электронных и дырочных дрейфовых волн противоположны.

В работе показано, что в области отрицательных фазовых скоростей возможно эффективное взаимодействие различных дрейфовых волн. Получены неравенства для

дрейфовых скоростей электронов и дырок, при которых возникают неустойчивости. Численный счет показывает, что имеется резонансная область частот, величина которой возрастает при стремлении отношения ленгмюровских частот электронов и дырок к единице.

Для случая точного равенства ленгмюровских частот и тепловых скоростей показано, что неустойчивости имеют аperiодический характер. Учет тепловой скорости уменьшает величину инкремента, а условие на скорости определяется суммой скоростей дрейфа электронов и дырок. При учете диссипативных процессов возникает нерезонансная неустойчивость дырочных волн. Эта неустойчивость возможна как при положительной, так и отрицательной фазовых скоростях. Электронные дрейфовые волны в этом случае оказываются затухающими.

В заключение отметим два наиболее существенных результата, полученные в работе. Показано, что между электронными и дырочными дрейфовыми волнами (1) возникает резонансное взаимодействие, причем обе волны должны иметь отрицательную фазовую скорость. Взаимодействие наступает, когда выполняется условие

$$(v_{0e} + v_{0p})^2 > \frac{1}{2} \left( v_{Te}^2 + v_{Tp}^2 \frac{\omega_{0e}}{\omega_{0p}} \right),$$

или при равенстве концентраций электронов и дырок

$$(v_{0e} + v_{0p})^2 > \frac{v_{Te}^2}{2} \left( 1 + \sqrt{\frac{m_e}{m_p}} \right).$$

Если предположить, что  $v_{0p} = v_{0e}(1 - \alpha)$ , где  $\alpha < 1$ , то

$$v_{0e}^2 > \frac{v_{Te}^2}{8} \left( 1 + \sqrt{\frac{m_e}{m_p}} + \alpha \right).$$

Из этого неравенства следует, что для возникновения неустойчивости скорость дрейфа электронов может быть в 2 и более раз меньше их тепловой скорости.

При исследовании случаев, когда электроны и дырки имеют равные ленгмюровские частоты и учитываются диссипативные процессы, получено, что для возникновения неустойчивости скорость носителей должна превышать тепловую, что в полупроводниках оказывается невозможным.

Для наблюдения исследуемых эффектов требуются полупроводники с большой подвижностью порядка  $5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ , например InSb при температуре жидкого азота или PbTe при гелиевых температурах. Для мелкослойного материала, по-видимому, можно использовать слоистые структуры на базе GaAs.

Авторы выражают благодарность В.М. Яковенко и С.И. Ханкиной за полезные обсуждения.

## Список литературы

- [1] В.Е. Любченко. Радиотехника, **1** (1), 87 (2000).
- [2] С. Sirtori. Nature, **417**, 132 (2002).
- [3] Я.К. Трохименко, В.Н. Дмитрук. Изв. вузов. Радиофизика, **14** (12), 1395 (1971).

- [4] А.А. Белянин, Д. Демпе, В.В. Кочаровский, Д.С. Пестов, М.О. Скалли. УФН, **173** (9), 1015 (2003).
- [5] Я.Б. Файнберг, Н.А. Хижняк. ЖТФ, **25** (4), 711 (1955).
- [6] С.М. Рытов. ЖЭТФ, **5** (11), 605 (1955).
- [7] O. Buneman. Phys. Rev. Lett., **1**, 8 (1958).
- [8] O. Buneman. Phys. Rev., **115**, 503 (1959).
- [9] J.D. Jackson. J. Nucl. Energy, **C1**, 171 (1960).
- [10] I. Berstein, E.A. Frieman, R.M. Kulsrud, M.N. Rosenbluth. Phys. Fluids, **3**, 136 (1960).
- [11] D. Pines, J.R. Schriber. Phys. Rev., **124** (5), 1387 (1961).
- [12] А.Б. Михайловский. Теория плазменных неустойчивостей, т. 1. Неустойчивости однородной плазмы (М., Атомиздат, 1975).
- [13] L. Tonks, I. Lengmuir. Phys. Rev., **33**, 195 (1929).
- [14] В.Ф. Дряхлушин, Ю.А. Романов. ЖЭТФ, **58**, 348 (1970).
- [15] Е.П. Богданов, Л.К. Орлов, Ю.А. Романов. Изв. вузов. Радиофизика, **14** (2), 228 (1971).
- [16] Е.П. Богданов, Л.К. Орлов, Ю.А. Романов. Изв. вузов. Радиофизика, **14** (6), 801 (1971).
- [17] Е.П. Богданов, Л.К. Орлов, Ю.А. Романов. Изв. вузов. Радиофизика, **15** (4), 521 (1972).
- [18] Е.П. Богданов, Ю.А. Романов. Изв. вузов. Радиофизика, **17** (10), 1446 (1974).
- [19] В.П. Силин, А.А. Рухадзе. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред (М., Атомиздат, 1961).
- [20] Е.П. Богданов, Ю.А. Романов, В.М. Трошин. ЖТФ, **45** (1), 32 (1975).
- [21] М. Стил, Б. Вюраль. Взаимодействие волн в плазме твердого тела (М., Атомиздат, 1973).

Редактор Л.В. Беляков

## Instability of the drift waves at two-component solid-state plasma

A.A. Bulgakov, O.V. Shramkova

Institute of Radiophysics and Electronics  
National Academy of Sciences of Ukraine,  
61085 Kharkov, Ukraine

**Abstract** Instabilities of longitudinal waves at the infinite semiconductor plasma with the two types of carriers in assumption that the thermal velocity of electrons lightly exceeds the thermal velocity of the holes are considered. The investigating structure has been placed to an external electric field under the influence of which the relative motion of the electrons and holes takes place. The main result of work is that the instability beginning at intrinsic semiconductor is possible when the electron drift velocities less of thermal velocity. The reason for such an instability is the resonance interaction of hole and electron drift waves at the area of negative phase velocities. The instabilities of the drift waves at the pure semiconductors and at the semiconductors with the same plasma frequencies of electrons and holes have been studied, and the influence of dissipation on the instability of these waves has been considered.