

01;06;09

ВОЗБУЖДЕНИЕ АЗИМУТАЛЬНЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ МОД В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ ПРИ НАЛИЧИИ ДРЕЙФОВОГО ДВИЖЕНИЯ ПОТОКА ЭЛЕКТРОНОВ

© В.А.Гирка, И.А.Гирка, В.И.Ткаченко

Харьковский государственный университет,
310108 Харьков, Украина
(Поступило в Редакцию 14 марта 1995 г.)

Показана возможность возбуждения в двухкомпонентной полупроводниковой цилиндрической структуре, помещенной во внешнее аксиальное постоянное магнитное поле, электромагнитных поверхностных волн, распространяющихся вдоль азимутального угла, в условиях диссипативной неустойчивости. Проведено аналитическое решение дисперсионного уравнения, описывающего начальную стадию неустойчивости. Выполнен численный анализ этого уравнения на примере волновода с германиево-кремниевым заполнением. Даны рекомендации для создания приборов, излучающих в коротковолновой части спектра.

Введение

Исследование плазмopodobного поведения носителей заряда в полупроводниках является актуальной задачей твердотельной электроники [1-6]. В связи с тем, что соответствующие полупроводниковые структуры имеют малые геометрические размеры, задачи исследования свойств поверхностных волн (ПВ) в полупроводниках представляются важными. В последнее время интенсивно исследуются азимутальные поверхностные волны (АПВ) в волноведущих полупроводниковых структурах разной геометрии и с разными составными частями, особенно на границе полупроводник-металл [7-10]. Первые результаты по теории АПВ представлены в работе [11].

Настоящая работа посвящена изучению возможности возбуждения АПВ в полупроводниковых волноводах при наличии дрейфового движения электронов проводимости в скрещенных постоянных электрическом и магнитном полях. Рассмотрим цилиндрическую полупроводниковую структуру, состоящую из центрального полупроводникового цилиндра радиуса R_1 и второго полупроводника, который, имея форму цилиндрического слоя, занимает пространство $R_1 < r < R_2$. Эта

структура помещена в цилиндрический металлический волновод радиуса R_2 . При этом выполняются следующие неравенства: $R_1 > R_2 - R_1$ для радиусов волновода, $n_2 \ll n_1$ для концентраций электронов проводимости во втором (n_2) и первом (n_1) полупроводниках. Внешнее постоянное магнитное поле \mathbf{B}_0 ориентировано вдоль \mathbf{e}_z . Рассмотрим модель волноведущей структуры, в которой внешнее постоянное электрическое поле \mathbf{E}_0 практически полностью локализовано в области второго полупроводника $R_1 < r < R_2$ и имеет только радиальную составляющую $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{e}_r$. Напряжение прикладывается между металлическим кожухом волновода и вспомогательными электродами. Электропроводность металлических стенок волновода считаем достаточно большой, чтобы использовать граничное условие для тангенциального компонента электрического поля АПВ на поверхности металла в виде равенства $E_\tau(R_2 = 0)$.

Постановка задачи

При решении задачи о возбуждении АПВ воспользуемся уравнениями Максвелла для полей электромагнитной волны и тензором диэлектрической проницаемости полупроводников в приближении магнитной гидродинамики ϵ_i . Для возмущений, распространяющихся вдоль азимутального угла φ с волновым числом m в среде, частицы которой практически не участвуют в тепловом движении, уравнения Максвелла распадаются на две независимые системы уравнений, которые описывают волны с разной поляризацией — соответственно обыкновенную и необыкновенную волны. Поверхностной является волна необыкновенной поляризации с компонентами E_r, E_φ, H_z . Считаем, что профиль плотности электронов проводимости в полупроводниках достаточно однородный, а величины внешнего аксиального магнитного поля \mathbf{B}_0 и концентрация электронов проводимости в первом полупроводнике подобраны так, что выполняется неравенство $\epsilon_{01}\omega_{e1}^2 \ll \Omega_{e1}^2$, где Ω_{e1} и ω_{e1} — соответственно ленгмюровская и циклотронная частоты электронов проводимости первого полупроводника, ϵ_{01} — диэлектрическая проницаемость его кристаллической решетки; такое неравенство хорошо удовлетворяется в плазме полупроводников, обладающих высокой концентрацией электронов проводимости, помещенной в не очень сильные магнитные поля. Во внешних скрещенных постоянных полях $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{B}_0$ электроны проводимости полупроводника будут участвовать в дрейфовом движении со скоростью $\mathbf{v}_g \parallel \mathbf{e}_\varphi$, $v_g = cE_0B_0^{-1}$. При этом для второго полупроводника выполняется неравенство $\epsilon_{02}\omega_{e2}^2 > \Omega_{e2}^2$, которое возможно благодаря относительно малой концентрации электронов проводимости во втором полупроводнике и свидетельствует о различных условиях существования электромагнитных волн в этих двух полупроводниках.

Возможность использования кинетической энергии пучка заряженных частиц, совершающих вращательное движение, для возбуждения ВЧ колебаний в цилиндрических вакуумных и плазменных волноводах, в последнее время активно исследуется [12–20]. Большое внимание уделяется высокоэффективным магнетронным системам, которые значительно превосходят по КПД лазеры на свободных электронах и мазеры на циклотронном резонансе [5,6,17]. Принципиальная возможность создания гиротрона, использующего энергию потока свободных

электронов, совершающие вращательное движение благодаря наличию внешнего постоянного магнитного поля, показана в работе [21]. Численный анализ на ЭВМ дисперсионного уравнения позволил определить область эффективных волновых векторов $k_{ef} = |m|cR_1^{-1}\Omega_{e1}^{-1}$, в которой инкремент $\text{Im}(\omega)$ пучковой неустойчивости максимален. Но в этой работе не учтена возможность диссипации энергии АПВ вследствие, например, явления столкновений между частицами плазмы. Для полупроводников частота столкновений ν достаточно большая величина [1-4], поэтому ее следует учитывать в компонентах тензора диэлектрической проницаемости среды $\epsilon_{1,2}$. Декремент затухания АПВ, обусловленный столкновениями между частицами плазмы, пропорционален ν [21]. В условиях, когда $\nu > \text{Im}(\omega)$, становится возможным развитие диссипативной неустойчивости [22]. Инкремент ее, естественно, ниже, чем у пучковой неустойчивости, но для полупроводниковых структур он может составлять достаточно большую величину. Потокное движение электронов проводимости во внешнем полупроводнике с относительно малой их концентрацией n_2 может, конечно, возбуждать в нем низкочастотные собственные колебания, но при этом они будут сильно затухать. Поэтому влиянием этого процесса на возбуждение ВЧ колебаний в данной волноведущей структуре пренебрежем.

Дисперсионное уравнение

Определив из уравнений Максвелла распределение полей E_φ и H_z для АПВ в областях $0 < r < R_1$ и $R_1 < r < R_2$, с помощью граничных условий можно получить дисперсионное уравнение, описывающее начальную стадию возбуждения АПВ. В этом качестве использовались следующие условия: ограниченность величины поля АПВ на оси системы ($E_\varphi(r=0)$, $H_z(r=0) < \infty$); непрерывность E_φ и H_z на границе полупроводников при $r = R_1$; обращение в нуль поля E_φ на границе полупроводник-металл ($E_\varphi(R_2) = 0$).

Дисперсионное уравнение, описывающее начальную стадию взаимодействия АПВ с потоком электронов, имеет следующий вид:

$$\frac{I'_m(z)}{\psi I_m(z)} + \frac{m\epsilon_2}{z\psi\epsilon_1} + \frac{\Delta}{KR_1} \left(K^2 R_1^2 - \frac{m^2}{\epsilon_b} \right) = 0, \quad (1)$$

где

$$\epsilon_b = \epsilon_{02} + 2\gamma \frac{\Omega_{e2}^2}{\omega_{e2}^2} \sum_{n=1}^{+\infty} \left(\frac{n^2 (J'_m(\alpha))^2}{(n^2 - b^2)\alpha} + \frac{n^2(n^2 + b^2)J_m^2(\alpha)\beta^2}{\alpha^2(n^2 - b^2)} \right),$$

штрих означает производную по аргументу, $z = KR_1\psi$, $\psi = (\epsilon^2\epsilon_1^{-1} - \epsilon_1)^{1/2}$, $\alpha = (mv_g\gamma)/(R_1|\omega_{e2}|)$, $b = \gamma(\omega/|\omega_{e2}|)$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, $\beta = v_g c^{-1}$, $v_g = cE_0/B_0$, $\Delta = R_2/R_1 - 1$.

В случае резонанса типа

$$\omega = N|\omega_{e2}|\gamma^{-1}, \quad (2)$$

где N — натуральное число, инкремент диссипативной неустойчивости определяется следующим выражением:

$$\text{Im } \omega \approx \frac{\Omega_{e2}}{\omega_{e2}} \omega \frac{|m|N}{\alpha} \left(\frac{c\Omega_{e2}}{2\gamma\omega R\nu_1} \right)^{1/2} J_N(\alpha). \quad (3)$$

Использование волноводов с полупроводниковым заполнением по сравнению со случаем газовой плазмы представляется более перспективным с технологической точки зрения. Это связано прежде всего с тем, что в случае полупроводникового заполнения нет необходимости в поддержании вакуума в области $R_1 < r < R_2$, конструировании инжектора и коллектора электронного пучка. В силу того обстоятельства, что концентрация электронов проводимости в полупроводниках выше, чем в газовой плазме, полупроводниковые приборы ВЧ техники имеют ряд преимуществ по сравнению с вакуумными [5,17] и плазменными [22] радиотехническими устройствами. Прежде всего это возможность получить излучение в более коротковолновой области спектра, существенно уменьшить размеры таких приборов и изменять частоту в широком диапазоне от циклотронной до ленгмюровской частоты [2-6].

Численный анализ результатов

Проанализируем результаты численного исследования величины инкремента $\text{Im}(\omega)$ диссипативной неустойчивости АПВ. На рис. 1 сплошной линией представлена зависимость $\text{Im}(\omega)$ от эффективного волнового числа k_{ef} для АПВ с азимутальным номером моды $m = -2$. При этом в качестве внутреннего были выбраны полупроводник с параметрами n -Ge (концентрация свободных электронов $n_1 = 2.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, диэлектрическая проницаемость решетки $\epsilon_1 = 16$, продольная эффективная масса свободных электронов $M_{\parallel 1} = 1.3 m_e$, поперечная эффективная масса свободных электронов $M_{\perp 1} = 0.082 m_e$, m_e — масса покоя электрона) и в качестве внешнего полупроводник с параметрами n -Si ($n_2 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $\epsilon_1 = 11.8$, $M_{\parallel 2} = 0.97 m_e$, $M_{\perp 2} = 0.19 m_e$) [23]. Толщина внешнего полупроводникового слоя полагалась малой ($\Delta = 0.1$), напряженность внешнего магнитного поля $B_0 = 100 \text{ Э}$ ($\xi = |\omega_{e1}| \Omega_{e1}^{-1} = 0.1$). Время жизни свободных электронов τ_1 в химически чистом n -Ge при учете только электрон-фононного взаимодействия относительно боль-

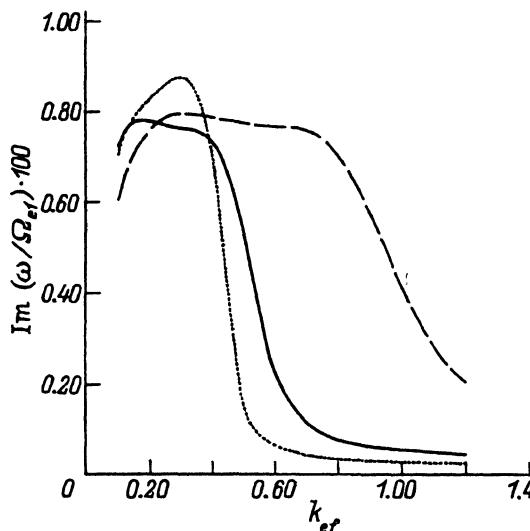


Рис. 1.

шое ($\tau_1 = 10^{-5}$ с) [23]. Поэтому у нас нет необходимости вводить какие-либо существенные ограничения на степень чистоты полупроводника и его температуру и мы выберем частоту столкновений ν так, чтобы она была малой по сравнению с собственной частотой АПВ, но большой по сравнению с инкрементом $\text{Im}(\omega)$, $\nu = 1.74 \cdot 10^9$ с $^{-1}$, что на 4 порядка выше τ_1^{-1} . Такой выбор величины ν возможен благодаря тому, что $\nu \propto T^{1.6}$ в области комнатных температур [23]. Штриховой линией на рис. 1 показана зависимость $\text{Im}(\omega)$ от k_{ef} для тех же значений параметров волноведущей структуры, что и в случае сплошной линии, кроме одного параметра — величины магнитного поля, которое полагалось более сильным ($B_0 = 200$ Э, $\xi = 0.2$). Пунктиром на рис. 1 представлена зависимость $\text{Im}(\omega)$ от k_{ef} для тех же значений параметров волноведущей структуры, что и в случае сплошной линии, кроме толщины слоя внешнего полупроводника, которая полагалась в этом случае равной $\Delta = 0.2$. Графики зависимости $\text{Im}(\omega)$ от k_{ef} имеют колоколообразную форму с довольно четко выраженным максимумом в области $0.1 < k_{ef} < 1$.

Анализируя влияние параметров волноведущей структуры на величину инкремента диссипативной неустойчивости, следует отметить, что увеличение величины внешнего магнитного поля сдвигает максимум $\text{Im}(\omega)$ в сторону больших k_{ef} и увеличивает полуширину этой колоколообразной кривой, а увеличение толщины прослойки полупроводника с малой концентрацией свободных носителей электрического заряда уменьшает ее полуширину. Максимальное значение инкремента диссипативной неустойчивости для фиксированного значения азимутального волнового числа слабо зависит от толщины внешнего полупроводника (параметра Δ) и внешнего магнитного поля (параметра ξ), оно составляет приблизительно $8 \cdot 10^{-3} \Omega_{e1}$ и $5 \cdot 10^{-3} \Omega_{e1}$ соответственно для АПВ с $m = -2$ и $m = -3$. Увеличение азимутального волнового числа приводит к уменьшению величины $\text{Im}(\omega)$ для одинаковых значений k_{ef} и уменьшению области k_{ef} , где величина инкремента диссипативной неустойчивости имеет достаточно большое значение. Следует отметить еще одну особенность полученного результата: максимум $\text{Im}(\omega)$ сдвинулся в сторону меньших значений k_{ef} по сравнению со случаем пучковой неустойчивости АПВ [21].

На рис. 2 приведены зависимости $\text{Im}(\omega)$ от k_{ef} для АПВ с азимутальным номером моды $m = -3$. Остальные значения параметров волноводной структуры такие же, как и на рис. 1.

Воспользуемся данными численного анализа дисперсионного уравнения (1) в случае, соответствующем сплошной кривой на рис. 1, для определения остальных параметров плазменного волновода, в котором эффективно возбуждаются АПВ с азимутальным номером $m = -2$. Для этого значение эффективного волнового числа должно лежать (рис. 1) в интервале $0.1 < k_{ef} < 0.45$. Поскольку АПВ характеризуются прямой дисперсией (реальная часть собственной частоты $\text{Re}(\omega)$ возрастает с ростом k_{ef}); то, желая получить по возможности более коротковолновое излучение, выберем значение эффективного волнового числа побольше $k_{ef} = 0.4$. Это условие дает значение радиуса волновода $R_1 \approx 2$ см. При численном анализе дисперсионного уравнения (1) мы, естественно, получали и значения реальной части частоты АПВ. Эти результаты не представлены в настоящей работе, поскольку дрейфовое движение свободных электронов во внешнем полупроводниковом

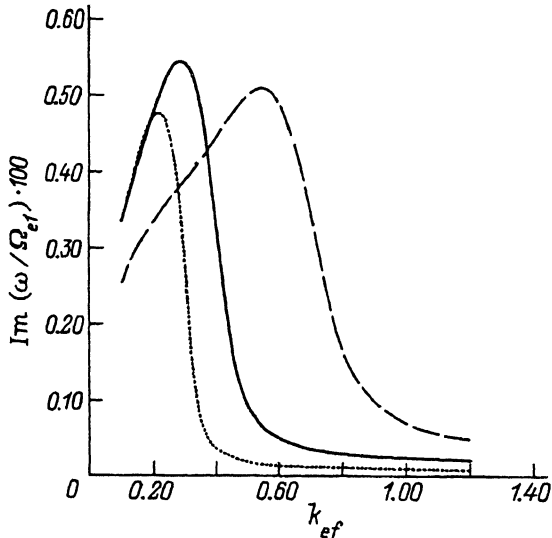


Рис. 2.

слое слабо влияет на зависимость $\text{Re}(\omega)$ от k_{ef} , которая подробно исследована в [9]. Если $k_{ef} = 0.4$, то $\text{Re}(\omega) = 0.0812$, $\Omega_{e1} \approx 5.6 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, что соответствует вакуумной длине волны $\lambda \approx 32 \text{ см}$ (при прочих равных значениях параметров волновода, но в отсутствие дрейфового движения свободных электронов во внешнем слое полупроводника и при пренебрежении столкновениями ($\nu = 0$) собственная частота АПВ равна $\omega = 0.079 \cdot \Omega_{e1}$). Для выполнения во внешнем полупроводниковом слое резонансного условия (2) потребуется стационарное электрическое поле $E_0 = \text{Re}(\omega) B_0 R_1 / (|m|c) \approx 2500 \text{ В/см}$, которое не превышает пробойное значение для $n\text{-Si}$.

Для того чтобы получить электромагнитное излучение в миллиметровой области, например, с длиной волны $\lambda = 3.5 \text{ мм}$ (т.е. на два порядка меньше, чем в только что рассмотренном случае), следует возбуждать АПВ с $m = -2$ в волноводе, в котором в качестве внутреннего выбран полупроводник с концентрацией свободных электронов $n_1 \approx 2.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (на четыре порядка выше, чем в $n\text{-Ge}$, при этом на два порядка повысится величина ленгмюровской частоты Ω_{e1} и, следовательно, собственной частоты $\text{Re}(\omega)$), а в качестве внешнего полупроводник с $n_2 \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Другие параметры волноводной структуры должны будут измениться следующим образом: на два порядка возрастут значения E_0 и B_0 , величина R_1 уменьшится соответственно до 0.2 мм . Полученные значения концентраций n_1 , n_2 являются типичными для легированных полупроводников [23].

Заключение

Таким образом, теоретически показана возможность создания генератора коротковолнового электрического излучения, который представляет собой магнитоактивную полупроводниковую волноведущую структуру. Преимуществами предлагаемой модели излучателя по

сравнению с вакуумными являются малые габариты, управляемость спектром излучения посредством изменения величины внешнего магнитного поля B_0 и концентрации n_1 свободных электронов внутреннего полупроводника. При этом отсутствует потребность в использовании криогенных технологий и чистых полупроводниковых материалов. Технологически создание полупроводниковых волноведущих структур представляется проще, чем газовых плазменных волноводов. Причем для газовой плазмы достижение плотностей более 10^{14} см $^{-3}$ представляет большую техническую проблему. Удобным представляется то, что область волновых чисел, соответствующих эффективному возбуждению АПВ, совпадает с областью волновых чисел, для которых легко осуществить вывод энергии волны через щель в металлическом волноводе [24].

Список литературы

- [1] *Бразис Р.С.* // Лит. физ. сб. 1981. Т. 21. № 1. С. 73–117.
- [2] *Белецкий Н.Н., Булгаков А.А., Ханкина С.И., Яковенко В.М.* Плазменные неустойчивости и нелинейные явления в полупроводниках. Киев: Наукова думка, 1984. 192 с.
- [3] *Дмитрук Н.Л., Литовченко В.Г., Стрижжевский В.Л.* Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках. Киев: Наукова думка, 1989. 374 с.
- [4] *Барыбин А.А.* Волны в тонкопленочных полупроводниковых структурах с гирчими электронами. М.: Наука, 1986. 288 с.
- [5] *Левитский С.М., Кошечая С.В.* Вакуумная и твердотельная электроника СВЧ. Киев: Вища школа, 1986. 272 с.
- [6] Полупроводниковые мазеры на циклотронном резонансе / Под ред. А.А. Андроннова. Горький, 1986. 176 с.
- [7] *Азаренков Н.А., Кондратенко А.Н.* // РиЭ. 1989. Т. 34. № 7. С. 1525–1527.
- [8] *Азаренков Н.А., Кондратенко А.Н., Остриков К.Н.* // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1991. Т. 34. № 4. С. 460–468.
- [9] *Гирка В.А., Гирка И.А., Кондратенко А.Н., Ткаченко В.И.* // РиЭ. 1989. Т. 34. № 2. С. 296–299.
- [10] *Кондратенко А.Н.* Объемные и поверхностные волны в ограниченной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1985. 208 с.
- [11] *Girka V.A., Kondratenko A.N., Tkachenko V.I.* // Proc. 7th Intern. Conf. on Plasma Physics. Kijev, 1987. P. 143–144.
- [12] *Левин Г.Я.* Теория магнетронов поверхностной волны. Препринт ИРЭ АН Украины. № 240. Харьков, 1984. 40 с.
- [13] *Davidson R.C., Tsang K.T.* // Lazer and Particle Beams. 1988. Vol. 6. N 4. P. 661–685.
- [14] *Gisler G.R.* // Phys. Fluids. 1987. Vol. 30. N 7. P. 2199–2208.
- [15] *Kainer S., Gaffey J.D., Price C.P. et al.* Phys. Fluids. 1988. Vol. 31. N 8. P. 2283–2284.
- [16] *Lay Y.Y.* // Proc. Symp. "Non-Neutral Plasma Physics". Washington, 1988. P. 210–223.
- [17] *Миллер Р.Б.* Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. М.: Мир, 1984. 432 с.
- [18] *Яренка В.Д., Жураковский В.А., Шестопалов В.П.* // РиЭ. 1989. Т. 34. № 9. С. 1900–1907.
- [19] *Saito K.T., Wurtele J.S.* // Phys. Fluids. 1987. Vol. 30. N 7. P. 2209–2220.
- [20] *Tsang K.T., Hafisi B.* // Phys. Fluids. 1987. Vol. 30. N 3. P. 804–806.
- [21] *Гирка В.А., Гирка И.А., Олещир В.П., Ткаченко В.И.* // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. Вып. 1. С. 87–91.
- [22] *Кондратенко А.И., Кушлин В.М.* Основы плазменной электроники. М.: Энергоиздат, 1988. 320 с.
- [23] *Смит Р.* Полупроводники. М.: Мир, 1982. 558 с.
- [24] *Гирка В.А., Гирка И.А.* // РиЭ. 1992. Т. 37. Вып. 3. С. 419–422.