ШОРОХОВ А. В., ПРУДСКИХ Н. С., АЛЕКСЕЕВ К. Н.

КРИТЕРИЙ СТАБИЛЬНОСТИ ДЛЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКИ С ОМИЧЕСКИМ КОНТАКТОМ[1]

Аннотация. В работе рассмотрен критерий устойчивости усиления высокочастотного электромагнитного излучения в полупроводниковой сверхрешетке с минизонным транспортным режимом в классической схеме усиления. Показано, что омическое граничное условие дает критерий стабильности, отличный от хорошо известного критерия, связанного с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП), что дает надежду получить стабильное усиление и в некоторой области ОДП при определенных параметрах системы.

Ключевые слова: сверхрешетка, импеданс, критерий устойчивости, усиление.

SHOROKHOV A. V., PRUDSKIKH N. S., ALEKSEEV K. N.

STABILITY CRITERION FOR SEMICONDUCTOR SUPERLATTICE WITH OHMIC CONTACT

Abstract. The paper considers the stability criterion of the gain of high-frequency electromagnetic radiation in semiconductor superlattice with miniband transport mode in the standard gaining scheme. The study shows that the Ohmic boundary condition gives the criterion different from the one connected with the negative different conductivity (NDC). It gives hope to get the stable gain in some region of NDC under certain system parameters.

Keywords: superlattice, impedance, stability criterion, gain.

Хорошо известно, что полупроводниковая сверхрешетка с минизонным транспортным режимом теоретически может усиливать высокочастотное, в том числе ТГц электромагнитное излучение, в режиме отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) [1-2] в большом диапазоне частот. Однако, как было показано, в частности, в [3], в режиме ОДП волны зарядовой плотности оказываются неустойчивыми, что приводит к образованию как статических, так и движущихся доменов ганновского типа, препятствующих усилению. В связи с этим, усиление высокочастотного излучения в классической схеме усиления считается невозможным. Однако критерий устойчивости, развитый в [3] справедлив, строго говоря, только для сверхрешеток с бесконечным числом периодов и не учитывает реальные граничные условия. В данной работе мы показываем, что уже простое омическое граничное условие, наложенное на одну из границ сверхрешетки

[1] Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках госзадания (проект 2665).

длиной L, изменяет критерий устойчивости, сдвигая область стабильности в область ОДП. Для анализа устойчивости системы в данном случае мы используем подход, развитый в теории эффекта Ганна [4] и основанный на анализе высокочастотного импеданса системы.

Вычислим импеданс полупроводниковой сверхрешетки, помещенной в стационарное электрическое поле напряженностью $\vec{E}_0$, направленное вдоль оси сверхрешетки, в квазистатическом случае.

Плотность тока в сверхрешетке вдоль направления приложенного электрического поля будет иметь стандартный вид

$$j = en_0 V_0 , \tag{1}$$

где e – заряд электрона, n_0 – концентрация носителей, $V_0 = V_p \dfrac{E_0/E_{cr}}{1+\left(E_0/E_{cr}\right)^2}$ – дрейфовая скорость электронов, $V_p = \Delta d/2\hbar$, Δ – ширина минизоны, d – период сверхрешетки, $E_{cr}= \hbar/ed\tau$ – критическое поле, соответствующее максимуму статической ВАХ сверхрешетки, τ - время релаксации.

Рассмотрим произвольную флуктуацию внутреннего поля в сверхрешетке

$$E(x,t) = E_0 + \delta E(x,t),\ n(x,t) = n_0 + \delta n(x,t) \tag{2}$$

В этом случае для анализа эволюции возмущения в системе необходимо решить уравнение (1) совместно с уравнением Пуассона и законом полного тока

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{4\pi e}{\varepsilon}\left(n - n_0\right). \tag{3}$$

$$j^{tot} = j + \frac{\varepsilon}{4\pi}\frac{\partial E}{\partial t}, \tag{4}$$

где ε – диэлектрическая проницаемость. Заметим, что j^{tot} не зависит от координат.

С учетом (2) ток j вдоль оси сверхрешетки с точностью до членов первого порядка малости будет иметь вид

$$j = en_0\left(V_0 + \left.\frac{\partial V}{\partial E}\right|_{E=E_0}\delta E\right) + eV_0\delta n, \tag{5}$$

где $\left.\dfrac{\partial V}{\partial E}\right|_{E=E_0} = \dfrac{V_p}{E_{cr}}\dfrac{1-\left(E_0/E_{cr}\right)^2}{\left[1+\left(E_0/E_{cr}\right)^2\right]^2}$, а уравнения (3) и (4) преобразуются к виду

$$\frac{\partial \delta E}{\partial x} = \frac{4\pi e}{\varepsilon}\delta n, \tag{6}$$

$$j^{tot} = j + \frac{\varepsilon}{4\pi}\frac{\partial \delta E}{\partial t}. \tag{7}$$

Воспользуемся преобразованием Фурье по времени

$$\delta f(x,t)=\int_{-\infty}^{\infty}\delta f(x,\omega)e^{i\omega t}\frac{d\omega}{4\pi}, \tag{8}$$

тогда для возмущения на частоте ω получим, комбинируя (5), (6) и (7)

$$\delta j(\omega)=\left(\frac{\varepsilon}{4\pi}i\omega+en_0\left.\frac{\partial V}{\partial E}\right|_{E=E_0}\right)\delta E(x,\omega)+\frac{\varepsilon V_0}{4\pi}\frac{\partial\delta E(x,\omega)}{\partial x}, \tag{9}$$

где $\delta j(\omega)$ – преобразование Фурье для электрического тока в сверхрешетке, включая ток смещения.

Решая уравнение (9) относительно $\delta E(x,\omega)$, получим с учетом омического граничного условия $\delta E(0,\omega)=0$ на левой границе сверхрешетки

$$\delta E(x,\omega)=\frac{4\pi L}{\varepsilon V_0 S}\delta j(\omega)\left[1-e^{-Sx/L}\right], \tag{10}$$

где

$$S=\frac{4\pi L}{\varepsilon V_0}\left(\frac{\varepsilon}{4\pi}i\omega+en_0\left.\frac{\partial V}{\partial E}\right|_{E=E_0}\right). \tag{11}$$

Вычислим импеданс сверхрешетки на частоте возмущения

$$Z(\omega)=\frac{\delta U(\omega)}{\delta j(\omega)}, \tag{12}$$

где

$\delta U(\omega)=\int_0^L\delta E(x,\omega)dx$ - Фурье-образ потенциала вдоль оси сверхрешетки. Подставляя (10) в (12), получим

$$Z(\omega)=\frac{4\pi L^2}{\varepsilon V_0}\frac{e^{-S}+S-1}{S^2}. \tag{13}$$

В режиме заданного напряжения нестабильность системы определяется нулями импеданса (или полюсами адмиттанса $Y(\omega)=1/Z(\omega)$). Возникновение нулей импеданса означает нестабильность системы к возмущению на частоте ω при заданном напряжении.

Введем пропорциональную дифференциальной подвижности электронов «дифференциальную частоту»

$$\omega_D=\frac{4\pi en_0}{\varepsilon}\left.\frac{\partial V}{\partial E}\right|_{E=E_0}, \tag{14}$$

«дифференциальный угол»

$$\Theta_D = \omega_D T_L = \alpha \frac{1-F^2}{F(1+F^2)}, \quad (15)$$

где $T_L = L/V_0$ – «пролетное время» электрона, $\alpha = 4\pi e n_0 L/E_{cr}$ – безразмерный параметр, $F = E_0/E_{cr}$ и «пролетный угол»

$$\Theta = \omega T_L = \Theta_0 \frac{1+F^2}{F}, \quad (16)$$

где $\Theta_0 = \omega L/V_p$, Заметим, что классический критерий устойчивости, связанный с ОДП предполагает возникновение нестабильностей при условии $\omega_D < 0$.

В этом случае выражение для S можно записать в удобном для анализа виде

$$S = \Theta_D + i\Theta. \quad (14)$$

Как следует из (13), нули импеданса определяются нулями функции

$$f(S) = e^{-S} + S - 1. \quad (15)$$

Отделяя в (15) действительную и мнимую части и приравнивая их к нулю, получим

$$\begin{aligned} e^{-\Theta_D}\cos\Theta &= 1-\Theta_D \\ e^{-\Theta_D}\sin\Theta &= \Theta \end{aligned}. \quad (16)$$

Решая систему (16) методом итераций, получим набор нулей $S_n = (\Theta_D)_n + i\Theta_n$ ($n = 1,2,\ldots$), действительная и мнимая часть которых возрастает по модулю, начиная с $n = 1$.

Нестабильность возникает, когда хотя бы одна из частот ω_n, соответствующих данному S_n, будет иметь отрицательную мнимую часть. Следовательно, нестабильности возникают, если уже мнимая часть ω_1 станет отрицательной, то есть $\mathrm{Im}\,\omega_1 < 0$.

Из (14) следует, что

$$\omega = \frac{S - \Theta_D}{iT_L}. \quad (17)$$

Следовательно, нестабильности возникают, если

$$|\Theta_D| < |(\Theta_D)_1|. \quad (18)$$

Данный критерий согласуется с критерием устойчивости в теории ганновских нестабильностей, развитой в работе [4].

Решение уравнения (16) дает $(\Theta_D)_1 \approx -2{,}09$, следовательно, критерий (18) можно записать в виде

$$|\Theta_D| < 2{,}09. \quad (19)$$

Заметим, что при этом выполняется и условие возникновения ОДП, то есть $\Theta_D < 0$.

Перепишем критерий стабильности, используя (15), в виде так называемого критерия n_0L, предложенного Крёмером [5] в теории эффекта Ганна

$$n_0L < 2{,}09\frac{E_{cr}}{4\pi e}\frac{F\left(1+F^2\right)}{1-F^2} \tag{20}$$

Видно, что критерий устойчивости критично зависит от длины сверхрешетки и концентрации электронов. Уменьшение длины сверхрешетки и концентрации носителей способствует стабилизации системы. На рис.1 изображена граница, разделяющая область стабильности (ниже сплошной линии) от области нестабильностей (выше сплошной линии). При больших концентрациях электронов ($n_0 > 10^{16}$ см$^{-3}$) область нестабильности практически совпадает с ОДП. При более низких концентрациях электронов область стабильности может достаточно далеко зайти в область ОДП.

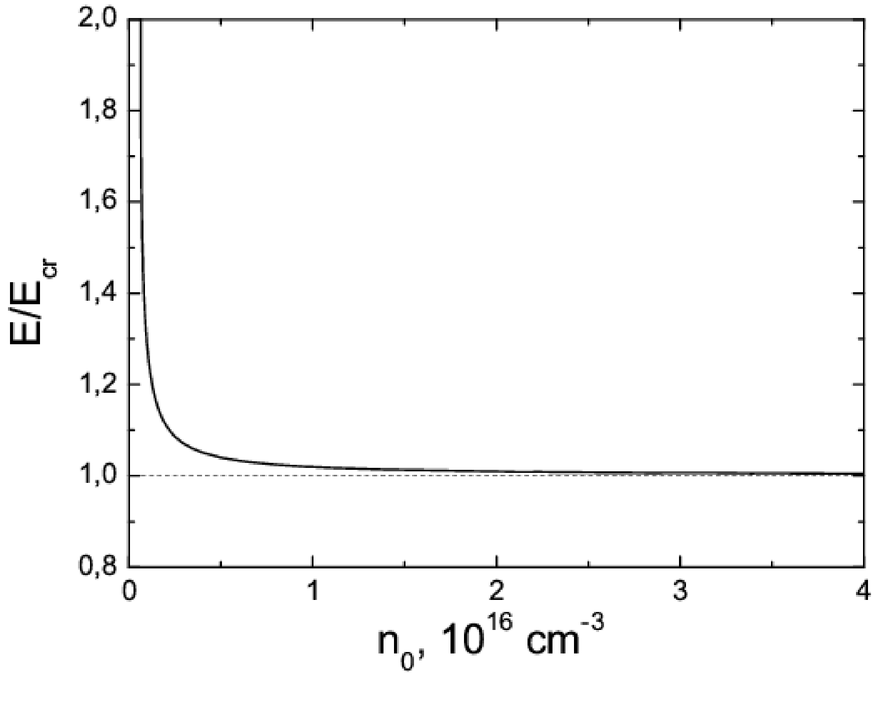

Рис.1. Зависимость области нестабильности согласно критерию (18) от концентрации электронов и напряженности постоянного электрического поля E. Выше сплошной линии находится область стабильности. Горизонтальная штриховая линия соответствует началу области ОДП.

Таким образом, в данной работе мы показали, что реальные граничные условия, наложенные на сверхрешетку, с учетом конечности ее длины могут дать критерий возникновения нестабильностей, отличный от критерия ОДП. В частности, наложение омического граничного условия дает критерий стабильности, сходный с критерием, известным в теории эффекта Ганна. В результате, область стабильности при не слишком высоких концентрациях электронов и не очень большой длине сверхрешетки, может сдвинуться в область ОДП, что может говорить о возможности экспериментального обнаружения эффекта усиления высокочастотного излучения в классической схеме усиления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Esaki L., Tsu R. Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors // IBM J. Res. Dev. – 1970. – V.14. – P. 61.
2. Ктиторов С. А., Симин Г. С., Синдаловский В. Я. Влияние брэгговских отражений на высокочастотную проводимость плазмы твердого тела // ФТТ. – 1971. – Т. 13. – С. 2230.
3. Игнатов А. А., Шашкин В. И. Блоховские осцилляции электронов и неустойчивость волн пространственного заряда в полупроводниковых сверхрешетках // ЖЭТФ. – 1987. – Т. 93. – С. 935.
4. McCumber D. E., Ghynoweth A. G. Theory of Negative-Conductance Amplification and Gunn Instabilities in “Two-Valley” Semiconductors // IEEE Transactions of Electron Devices. – V.Ed-13. – No.1. – P. 4.
5. Kroemer H. Theory of the Gunn Effect // Proc. IEEE (Correspondence). – 1964. – Vol. 52. – P. 1736.