

МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ЛАЗЕРАХ С НЕЛИНЕЙНЫМИ МОДУЛЯТОРАМИ И СТАТИЧЕСКИМИ ПАРАМЕТРАМИ

Существует множество моделей, описывающих кинетику квантовых систем, содержащих внутри резонатора нелинейные среды. Но наиболее удобной и точной является система скоростных уравнений, описывающая временное изменение интенсивности излучения, инверсии населенности активной и нелинейной сред.

Подобная система описывает лазер с нелинейным фототропным модулятором как квантовую систему, работающую по трехуровневой схеме, верхний энергетический уровень активной среды которой является метастабильным.

Уравнения, описывающие кинетику процессов в квантовой системе с пассивным фототропным затвором (в дальнейшем лазер с нелинейным модулятором), представляют собой систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dI}{du} = I \cdot (a\delta - b\delta' - d), \\ \frac{d\delta}{du} = -(\mu I + N + \beta) \cdot \delta + N, \\ \frac{d\delta'}{du} = -(2I + 1) \cdot \delta' + 1. \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} I = i\delta' \tau'; \quad \delta = \frac{\Delta}{n_0}; \quad \delta' = \frac{\Delta'}{n'_0}; \quad u = \frac{t}{\tau}; \quad \beta = \frac{\tau'}{\tau}; \quad a = \frac{l}{z} c \sigma n_0 \tau'; \quad b = \frac{l'}{z} c \sigma' n'_0 \tau'; \\ \Delta_0 = \frac{W n_0 \tau}{W \tau + 1}; \quad d = \frac{c \lambda}{z}; \quad \mu = \frac{\sigma}{\sigma'}; \quad N = W \tau'; \quad \frac{1}{\tau_0} = W + \frac{1}{\tau}. \end{aligned} \quad (2)$$

где I - суммарная интенсивность лазерного излучения внутри резонатора; c - скорость света в свободном пространстве; σ - эффективное сечение активной среды; σ' - эффективное сечение пассивной среды; Δ - инверсия населенности активной среды; Δ' - инверсия населенности пассивной среды; z - длина лазера; l - длина активного участка; l' - длина пассивного участка; γ - потери в резонаторе; $n'_0 = n'_1 + n'_2$ - плотности частиц на соответствующих энергетических уровнях; $n_0 = n_1 + n_2 + n_3$ - общая плотность частиц в активной среде; W - вероятность возбуждения частиц рабочего вещества; τ - время жизни частиц на метастабильном уровне активного вещества; τ' - время жизни частиц на верхнем уровне нелинейного вещества.

Области между границами определяют кинетику развития процессов и характер изменения ее в зависимости от положения рабочей точки в области (рис. 1). Аналитические выражения границ областей получены путем исследования на устойчивость стационарных состояний. Нашей задачей является расчет сетки рабочих точек в I, II, IV областях с целью получения количественного и качественного описания тенденций

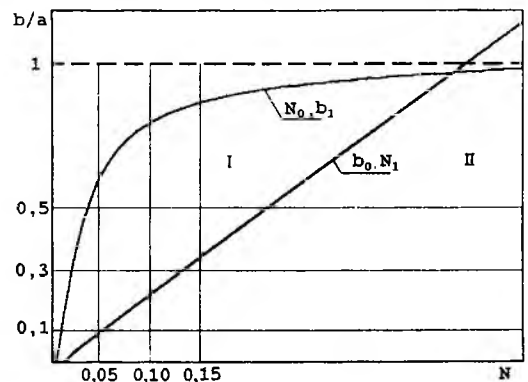


Рис. 1

поведения системы в этих областях. Для расчетов были выбраны следующие параметры: $a=1 \cdot 10^8$, $\beta=0.01$, $d=5 \cdot 10^{-4}$, $\mu=1$.

Как видно из рис. 2 (кинетика процесса генерации квантовой системы при различных значениях параметров b/a и $N=0.05 \div 1.2$: а) $b/a=0.1$; б) $b/a=0.3$; в) $b/a=0.5$), соотношение b/a определяет пороговый уровень инверсии активной среды, с которого начинается генерация, и соответственно таким образом влияет на время, необходимое активной среде от запуска накачки до начала генерации:

$$\frac{b}{a} = \frac{N}{N + \beta} - \frac{\gamma}{a}; \quad \frac{b}{a} = \frac{2N}{\mu} \left(1 - \frac{\gamma}{a}\right) - \frac{\gamma}{a} \left(1 + \frac{2\beta}{\mu}\right). \quad (3)$$

Параметр N влияет на скорость создания инверсии в активной среде, так как характеризует вероятность возбуждения частиц этой среды; увеличение этого параметра приводит к уширению импульса, уменьшению времени создания критического уровня инверсии, и как

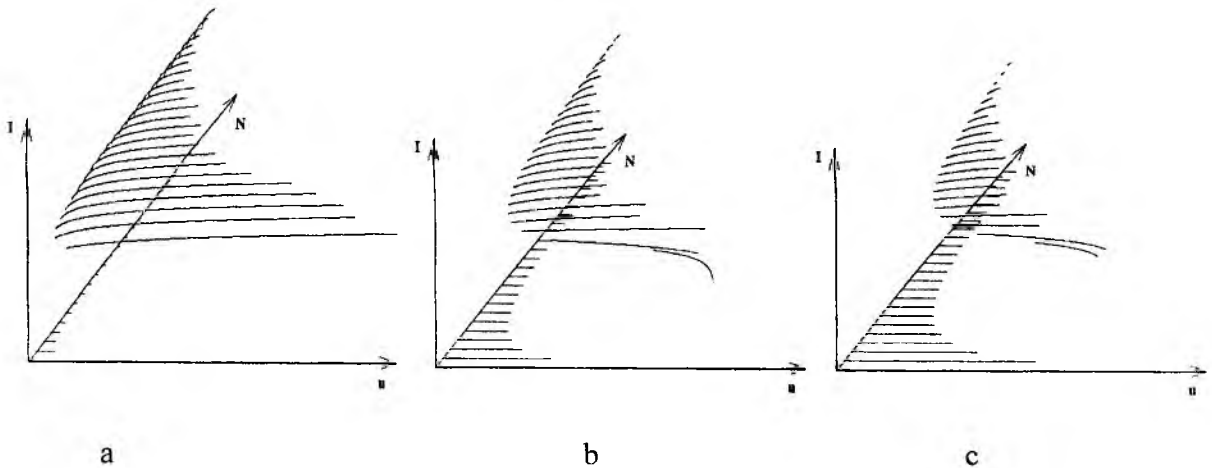


Рис. 2

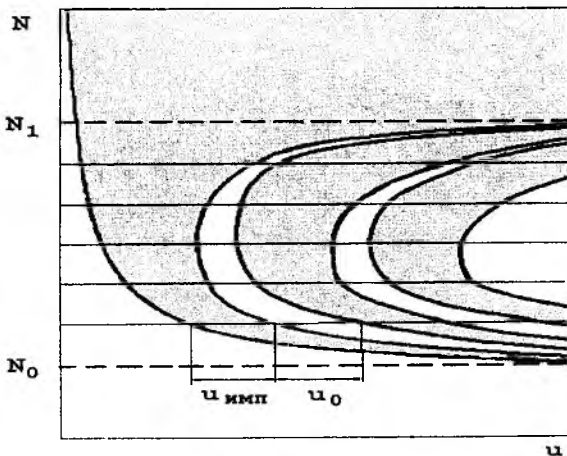


Рис. 3

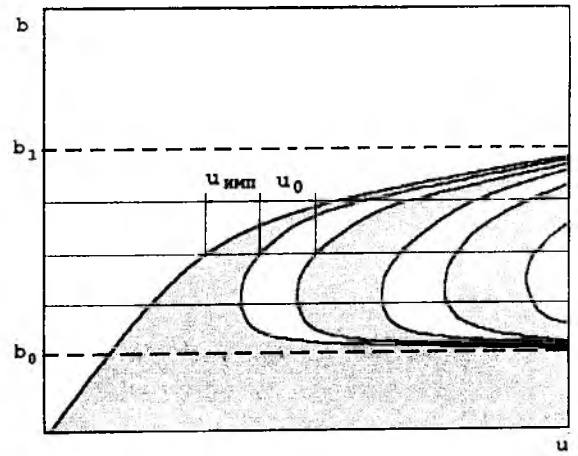


Рис. 4

следствие – уменьшение скважности импульсов. Можно говорить о непрерывном режиме как о частном случае импульсного, т. е. $t_{имп} = \infty$.

Исключая из полученных зависимостей переменную I – интенсивность излучения, то есть сводя его значение к двум устойчивым состояниям: состояние с просветленным и закрытым затвором, получаем диаграммы временного развития процессов (рис. 3 и 4), в зави-

симости от различных значений b и N . Как видно из рисунков, влияние параметров b и N на развитие процесса генерации эквивалентно, несмотря на различную физическую сущность этих параметров. Заштрихованная область соответствует просветленному состоянию затвора. Часть диаграммы, заключенная между b_0 и b_1 (b_0 -нижняя граница, b_1 -верхняя граница импульсного режима работы), равномерно сжимается в зависимости от N (рис. 1).

Исходя из полученных зависимостей, учитывая эквивалентность воздействия и тот факт, что прямые $b=\text{const}$ и $N=\text{const}$ не являются кратчайшим путем от одной границы к другой, можно предположить, что наиболее быстрого изменения ширины импульса и интервала между ними можно добиться, изменяя одновременно параметры b и N таким образом, чтобы двигаться от одной границы к другой по кратчайшему пути. Также можно предположить, что существует такое множество рабочих точек в импульсной области, для которых справедливо равенство $u_0 = \text{const}$, $u_{\text{имп}} = \text{const}$.

Чтобы проверить эти предположения, был произведен расчет с медленным (квазистатическим) смещением рабочей точки вдоль предполагаемых кривых (рис.5), при этом должны сохраняться условия $u_0 = \text{const}$, $u_{\text{имп}} = \text{const}$. На рис.5 изображена диаграмма с указанными смещениями рабочих точек 1,2,3. Как видно из рис.6, предположения полностью подтвердились, и с большой точностью.

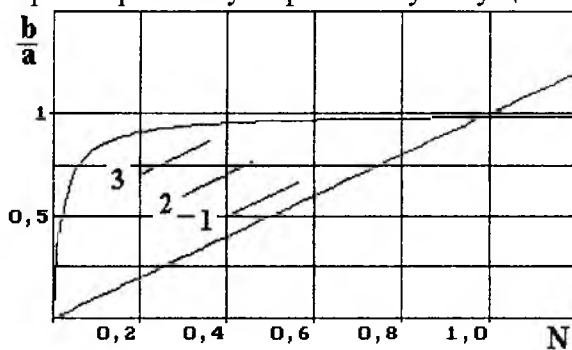


Рис. 5

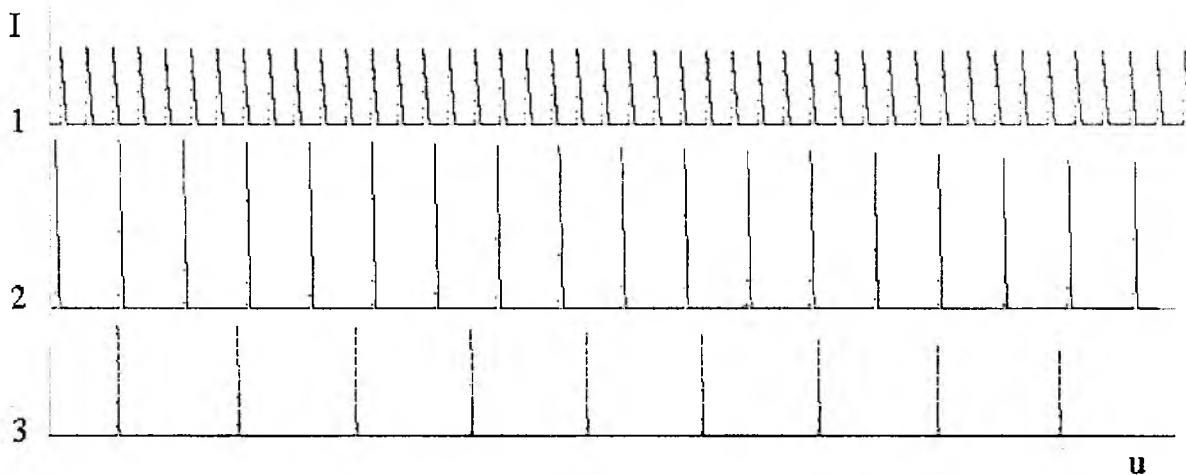


Рис. 6

Анализируя кинетические процессы, можно сделать вывод, что на разных этапах развития кинетических процессов вклад различных параметров в значения производных остается постоянным, поэтому систему можно решить кусочно, т. е. разбивая кинетический процесс на несколько этапов. Первый (предгенерационный) этап характеризуется малым значением интенсивности ($I \rightarrow 0$) и ее производной по времени ($|dI/du| \rightarrow 0$). Принимая $I=\text{const}$, запишем второе уравнение системы (1):

$$\frac{d\delta}{du} = -(\mu I + N + \beta) \cdot \delta + N,$$

$$d\delta = (-(\mu I + N + \beta) \cdot \delta + N) \cdot du. \quad (4)$$

Обозначим

$$(\mu I + N + \beta) = \alpha. \quad (5)$$

Перепишем уравнение с учетом новых обозначений:

$$\frac{d\delta}{-\alpha \cdot \delta + N} = du. \quad (6)$$

Интегрируя обе части уравнения, получаем:

$$-\frac{1}{\alpha} \text{Ln}|-(\alpha \cdot \delta) + N| = u + C_1. \quad (7)$$

Выражая δ , получим функцию ее временного развития:

$$\delta = -\frac{\exp(-(\mu I + N + \beta) \cdot (u + C_1))}{\mu I + N + \beta} + \frac{N}{\mu I + N + \beta}. \quad (8)$$

Подставляя начальные условия ($u=0, \delta=0$), определим константу C_1 .

$$C_1 = -\frac{\text{Ln}|N|}{\mu I + N + \beta}. \quad (9)$$

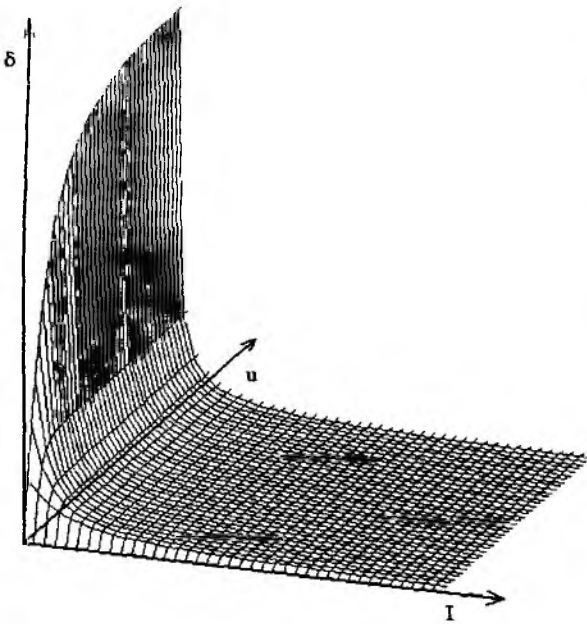


Рис. 7

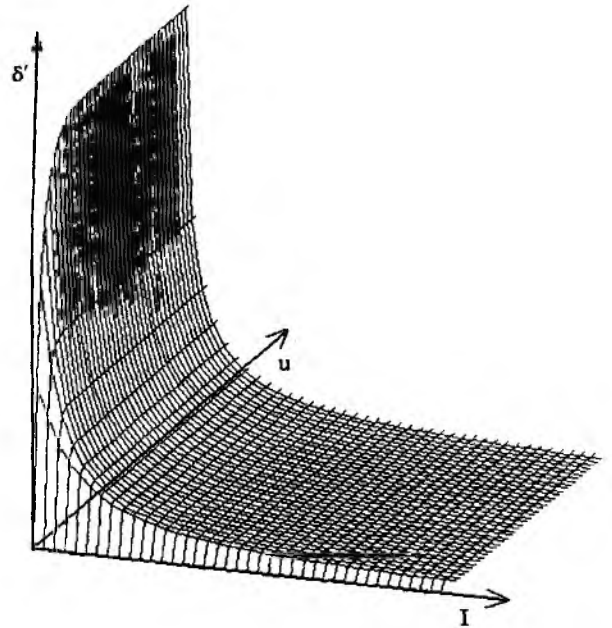


Рис. 8 а

Повторяя эти операции с третьим, аналогичным уравнением системы (1), получаем временную зависимость δ' :

$$\delta' = -\frac{\exp(-(2I+1) \cdot (u + C_2))}{2I+1} + \frac{1}{2I+1}, \quad (10)$$

$$C_2 = 0. \quad (11)$$

Если считать I независимой переменной, то получим функции временного развития (δ, δ') при различных значениях интенсивности, графики которых изображены на рис. 7 и 8 а.

Анализируя первое уравнение системы (1), запишем условие начала генерации:

$$a\delta - b\delta' - d \geq 0. \quad (12)$$

Подставим вместо δ и δ' соответствующие им временные функции:

$$-\frac{a}{\alpha} \exp(-(\alpha \cdot (u + C_1))) + \frac{a \cdot N}{\alpha} + \frac{b}{z} \exp(-z \cdot (u + C_2)) - \frac{b}{z} - d \geq 0. \quad (13)$$

На рис. 8б изображена временная зависимость этой функции от I.

Приравняв левую часть неравенства нулю, находим u_0 , соответствующее началу переднего фронта импульса генерации:

$$\frac{\exp(\text{Ln}(b/z) - z \cdot C_2)}{\exp(z \cdot u_0)} - \frac{\exp(\text{Ln}(a/\alpha) - \alpha \cdot C_1)}{\exp(\alpha \cdot u_0)} = \left(\frac{b}{z} - \frac{a \cdot N}{\alpha} + d\right), \quad (14)$$

где $\alpha = \mu \cdot I + N + \beta$;
 $z = 2 \cdot I + 1$.

Выражая из этого уравнения b/a как функцию остальных параметров при условии ($u_0 = \text{const}$), получаем аналитическое выражение для эквиинтервальных кривых, т. е. кривых одинакового интервала между импульсами:

$$\frac{b}{a} = \frac{2 \cdot I + 1}{1 - \exp(-u \cdot (2 \cdot I + 1))} \cdot \frac{1}{(\mu \cdot I + N + \beta)} \times \left(N - \frac{d \cdot (\mu \cdot I + N + \beta)}{a} - \exp\left(-(\mu \cdot I + N + \beta) \cdot \left(u - \frac{\text{Ln}(N)}{(\mu \cdot I + N + \beta)}\right)\right) \right). \quad (15)$$

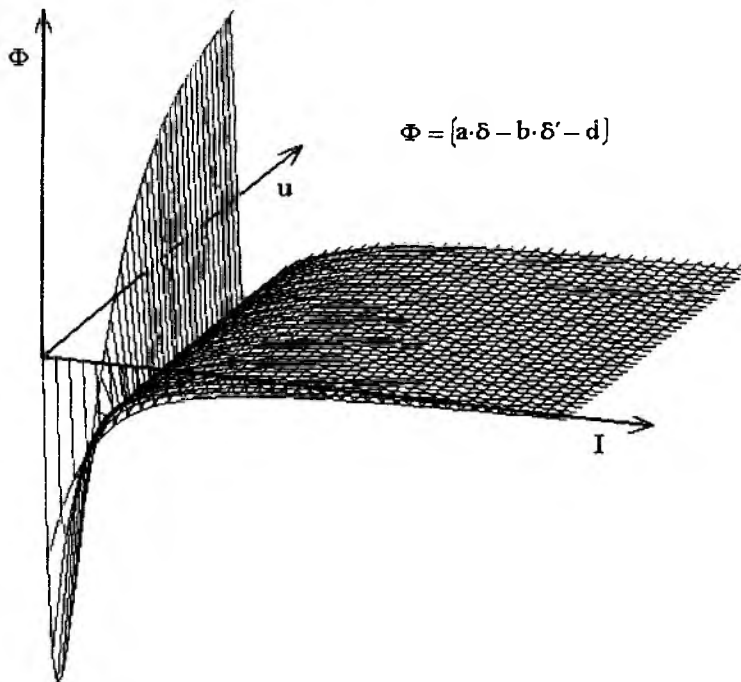


Рис. 8б

На рис. 9 изображена диаграмма эквиинтервальных кривых для различных значений u . Как видно из рисунка, кривая, соответствующая большим значениям $u = 2000$ ($u = u_0$), практически совпадает с левой границей импульсной области.

А кривая, соответствующая малым значениям $u = 0,001$, совпадает с правой границей (при $\mu=2$) и практически не зависит от μ . И это совпадает с принятым условием ($I \rightarrow 0$).

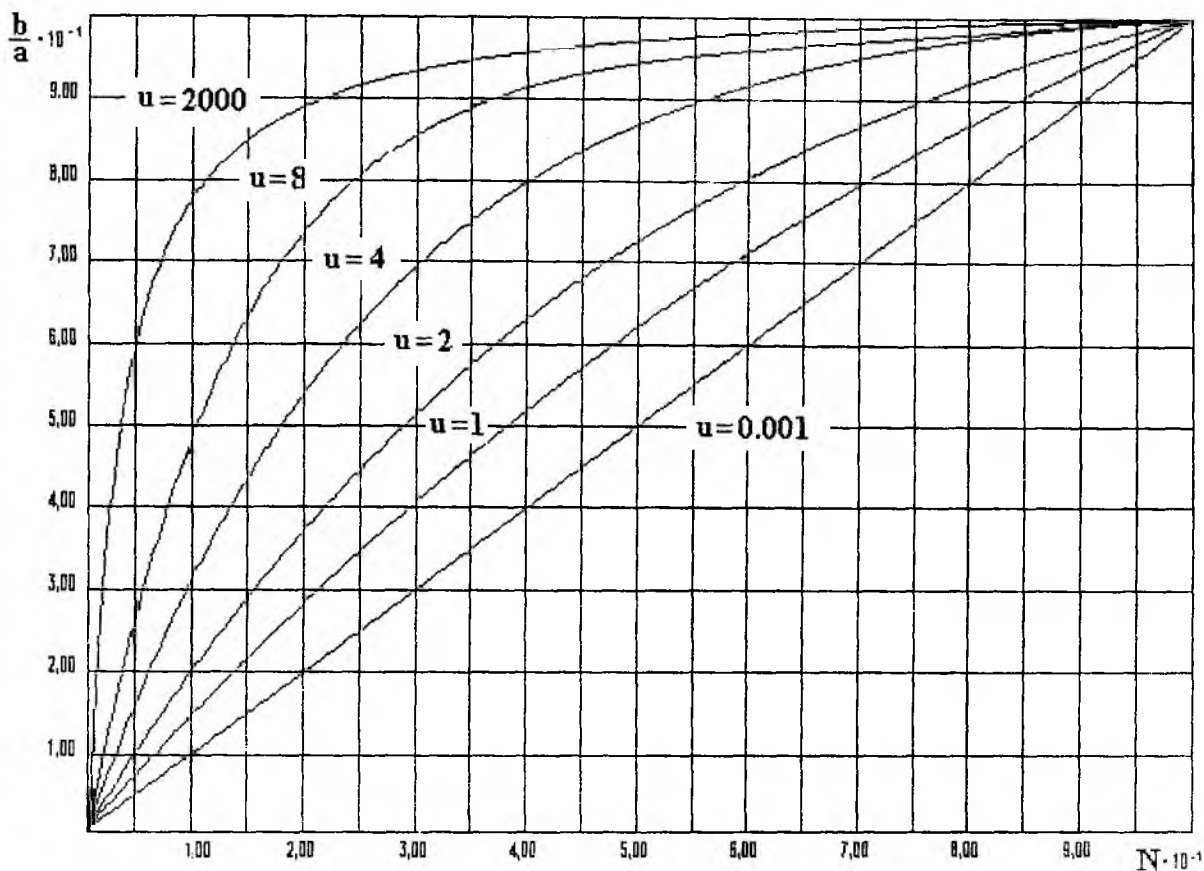


Рис. 9

Использование полученных результатов позволит эффективно проектировать лазерные системы с нелинейными модулирующими средами, рассчитывать конструктивные характеристики, задаваясь частотой, скважностью и мощностью генерируемых импульсов, что необходимо для систем оптической связи, локации и навигации. Кроме того, нелинейные модуляторы увеличивают крутизну фронта импульса излучения, подавляют поперечные моды излучения и уменьшают расходимость лазерного луча, что также немаловажно для связи и локации.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 30.10.2001