

01;07

Автопереключения в оптически бистабильной безрезонаторной системе

© Т.М. Лысак, В.А. Трофимов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 1 июля 1998 г.)

Анализируются закономерности реализации релаксационной оптической бистабильности в безрезонаторной схеме на основе полупроводника с температурной зависимостью времени релаксации свободных электронов при воздействии кванта света с энергией, превышающей энергию соответствующего перехода. Обнаружено 11 различных режимов взаимодействия светового импульса с полупроводником, отличающихся устойчивостью стационарных состояний лазерное излучение–полупроводник, реализацией бистабильности. Показана принципиальная возможность одновременной реализации неустойчивости ветвей бистабильных состояний, в результате чего развиваются автопереключения системы из одного состояния в другое. Колебательные режимы могут иметь место также и при наличии неустойчивого верхнего и устойчивого нижнего состояния при небольших флуктуациях параметров (температуры и концентрации свободных электронов) вблизи неустойчивого состояния. Если же вблизи нижнего устойчивого состояния реализуются затухающие колебания, то в сочетании с неустойчивостью состояний верхней ветви развиваются автопереключения при флуктуациях температуры, превышающих некоторое критическое значение вблизи нижнего состояния.

Введение

Оптическая бистабильность (ОБ) на протяжении многих лет привлекает внимание различных авторов [1,2] в связи с потенциальной возможностью построения оптических компьютеров и объемных систем хранения информации. Недостижимость к настоящему времени требуемых энергетических и временных характеристик переключения системы из одного состояния в другое стимулирует поиск новых механизмов реализации ОБ. При этом одновременное действие нескольких физических факторов может приводить к весьма нетривиальной эволюции волн переключения. В частности, развиваются различные пространственные и временные неустойчивости [1–6], имеющие как дифракционную природу [3,4], так и реализующиеся из-за внутренних свойств нелинейной системы без внесения в нее флуктуаций (они присущи ей самой). Следует подчеркнуть, что устойчивость стационарных состояний имеет принципиальное значение для надежности хранения информации и самопереключение системы из одного состояния в другое приводит к ее потере.

Заметим, что обнаруженная нами ранее неустойчивость безрезонаторной ОБ системы на основе полупроводников с учетом температурной зависимости времени релаксации фотогенерируемых зарядов при воздействии широкоапертурных пучков (когда их дифракцией можно пренебречь) имела место лишь на определенном участке верхней ветви бистабильной зависимости температуры от входной интенсивности света. В данной же работе на примере точечной модели взаимодействия оптического излучения с полупроводником продемонстрирована принципиальная возможность потери устойчивости одновременно на обоих ветвях бистабильной зависимости.

При этом из-за флуктуаций температуры среды развитие осциллирующих режимов в системе возможно даже при наличии участков бистабильной зависимости, на которых реализуются лишь затухающие колебания.

Постановка задачи и метод исследования

Система безразмерных уравнений, описывающая процесс фотогенерации электронов квантом света, энергия которого больше соответствующей энергии перехода, с учетом их последующей релаксации с выделением тепла и температурной зависимости времени их жизни имеет вид

$$\frac{dn}{dt} = I(t) - n \left(\frac{1}{\tau_p(T)} + \frac{1}{\tau_D} \right),$$

$$\frac{dT}{dt} = q \frac{n}{\tau_p(T)} - T, \quad t > 0 \quad (1)$$

с начальными условиями для температуры и концентрации свободных электронов

$$n|_{t=0} = n_0, \quad T|_{t=0} = T_0, \quad (2)$$

где n — нормированная на ее максимально возможную при данной температуре окружающей среды концентрация свободных электронов, измеряемая относительно равновесного значения; t — время, измеряемое в единицах времени теплоотвода из области, занятой пучком вследствие теплопроводности, которая (как и диффузия заряда) в (1) учтена стоковым слагаемым; функция $I(t)$ описывает изменения временной формы светового

импульса, которая выбиралась в виде

$$I(t) = I_0(1 - e^{-t/\tau}), \quad (3)$$

I_0 — стационарное значение; параметр τ вводится с целью плавного быстрого выхода интенсивности на стационар и, как правило, равен 0.1; коэффициент q описывает долю поглощенной световой энергии, преобразованную в тепло при релаксации свободных электронов; параметр τ_D описывает диффузию свободных электронов.

Зависимость времени релаксации от температуры аппроксимируется следующим образом:

$$\tau_p(T) = \tau_{pm} \exp(-T/\beta) \quad (4)$$

со значением параметра β , равным в наших расчетах единице. Заметим, что его значение всегда можно привести к 1 за счет перенормировки температуры.

Численное моделирование системы уравнений (1) проводилось на основе неявных схем с использованием итерационного метода для разрешения соответствующих нелинейных уравнений. Итерационный метод строился таким образом, чтобы на каждой итерации выполнялся закон сохранения энергии (следовательно, схема консервативна на итерациях). Выбор неявной схемы обусловлен большим временным интервалом интегрирования (t достигает нескольких тысяч). Он обеспечивает устойчивость метода и отсутствие накопления ошибок округления в процессе интегрирования.

В целях обеспечения эффективности численного интегрирования был проведен предварительный параметрический анализ рассматриваемых уравнений. Его цель состояла в определении областей значений параметров задачи, соответствующих качественно различным режимам взаимодействия светового импульса с полупроводником, отличающихся наличием бистабильности и различной устойчивостью стационарных состояний.

Результаты расчетов

На рис. 1, 2 представлены результаты параметрического анализа стационарных решений системы (1)–(4). Отметим, что они не зависят от значений параметра q . Области на плоскости времен τ_{pm} , τ_D (рис. 1) соответствуют качественно различным зависимостям температуры от входной интенсивности (рис. 2) с точки зрения характера этой зависимости (монотонного или бистабильного), а также наличия числа и взаимного расположения участков неустойчивости и областей затухающих колебаний (устойчивых фокусов).

В зависимости от значений характерных времен τ_{pm} и τ_D может реализовываться монотонная (рис. 1, области 1–4, 9, 11) или же бистабильная (рис. 1, области 5–8, 10) зависимость температуры от входной интенсивности. Наряду с этим на ее верхней и нижней ветвях могут иметь место участки различных типов неустойчивости: неустойчивых узлов (развитие возмущений имеет экспоненциальный характер) и фокусов

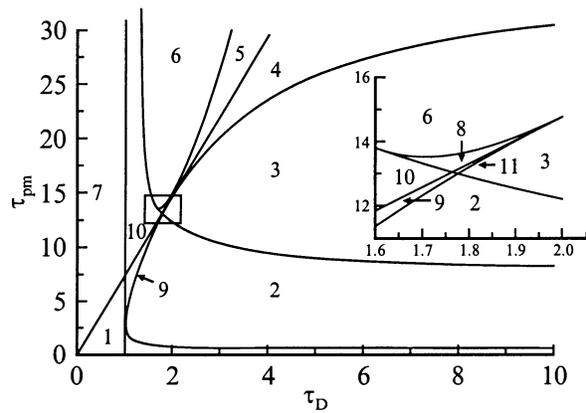


Рис. 1. Области (1–11) качественно различных зависимостей температуры T от интенсивности входного импульса I на плоскости параметров τ_{pm} и τ_D . Классификация выполнена по наличию и числу участков неустойчивости и областей затухающих колебаний (устойчивых фокусов), наличию бистабильности и их взаимного расположения.

(развитие возмущений имеет осциллирующий характер) (рис. 1, области 3–6, 8, 11). Подчеркнем, что для задач хранения информации представляют интерес также и участки затухающих колебаний (квазиустойчивые состояния), соответствующих устойчивым фокусам (области 2–6, 8–11 на рис. 1), так как при определенных значениях флуктуаций в системе может осуществиться переход из квазиустойчивого состояния в колебательный режим и, следовательно, произойдет потеря информации.

Важно отметить, что реализация различных типов неустойчивости не связана с наличием или отсутствием бистабильности. Так, для областей 5–8 и 10 (рис. 1) характерна бистабильная зависимость T от I с неустойчивым центральным участком (рис. 2), а для областей 1–4, 9, 11 реализуется монотонная зависимость T от I . В дальнейшем при реализации ОБ обсуждаться будут лишь значения T и I , принадлежащие верхней и нижней ветвям бистабильной зависимости, центральный неустойчивый участок не рассматривается. Кратко обсудим характерные способности выделенных областей.

Для соотношений времен τ_{pm} и τ_D из областей 1, 2, 7, 9, 10 стационарные состояния устойчивы. Однако для областей 2, 9 и 10 существуют участки затухающих колебаний (устойчивых фокусов) (рис. 2).

Если амплитуда нелинейной зависимости времени релаксации и время, характеризующее диффузию электронов, принадлежат областям 3–6, 8, 11, то появляются участки неустойчивости наряду с участками затухающих колебаний возмущений температуры. В случае бистабильной зависимости (области 5, 6 и 8) неустойчивость локализуется, как правило, на верхней ветви. Однако в области 5 неустойчивость наблюдается также и для небольшого интервала значений T , I , принадлежащих нижней ветви. Причем с одной стороны этого интервала располагается центральный неустойчивый участок бистабильности.

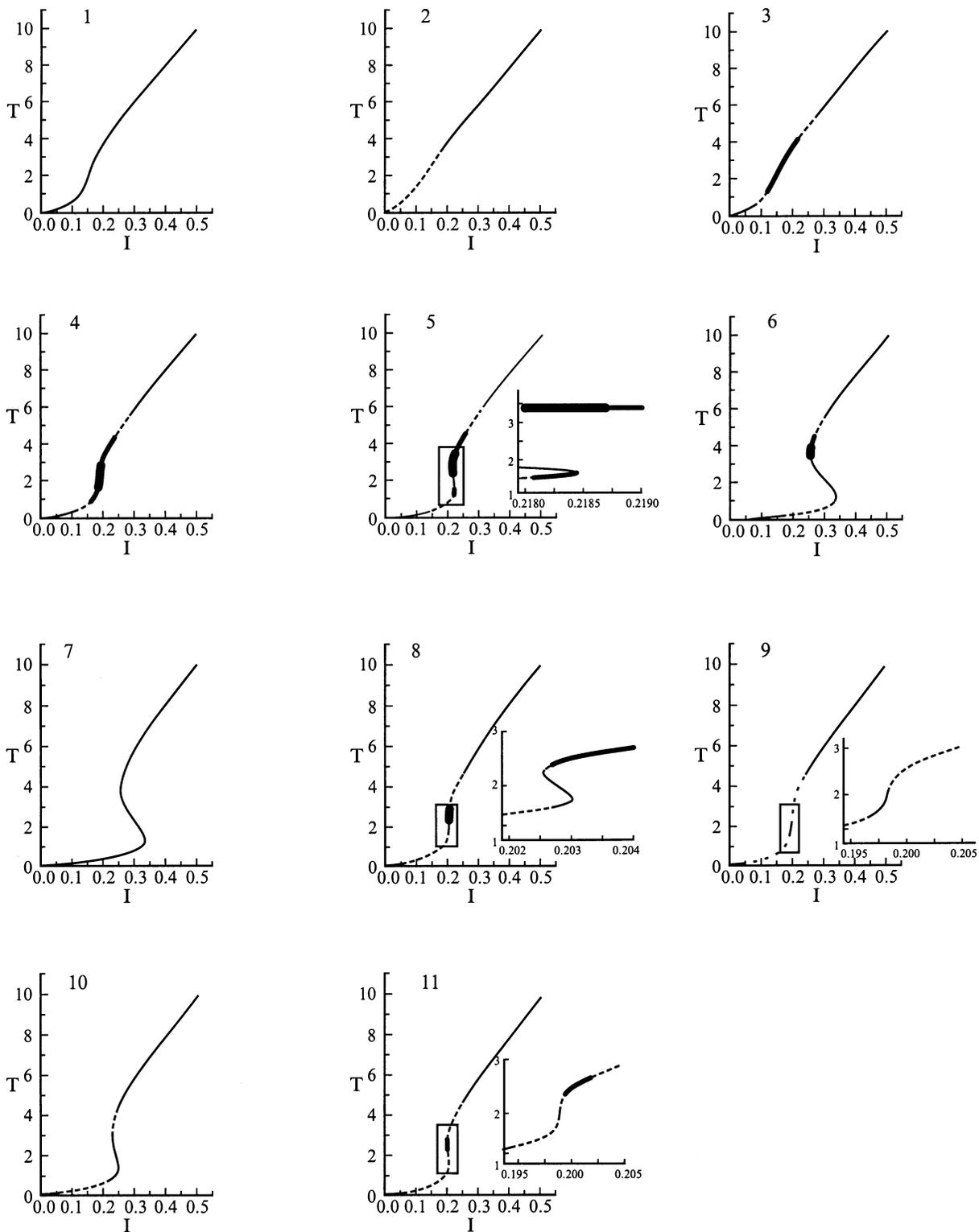


Рис. 2. Характерные зависимости температуры T от интенсивности входного импульса I для каждой из областей рис. 1. Жирные линии — неустойчивые узлы; линии средней жирности — неустойчивые фокусы; пунктир — устойчивые фокусы, сплошная тонкая линия — устойчивые состояния. Значения параметров τ_{pm} и τ_D соответственно равны 2, 0.5 (1); 5.4 (2); 20.6 (3); 25.4 (4); 30, 3.5 (5); 30, 2 (6); 15, 0.5 (7); 13.3, 1.75 (8); 11.7, 1.61 (9); 12.5, 1.25 (10); 13.1, 1.78 (11); $q = 20$. Неустойчивым фокусам соответствуют осциллирующие режимы, устойчивым фокусам — затухающие колебания.

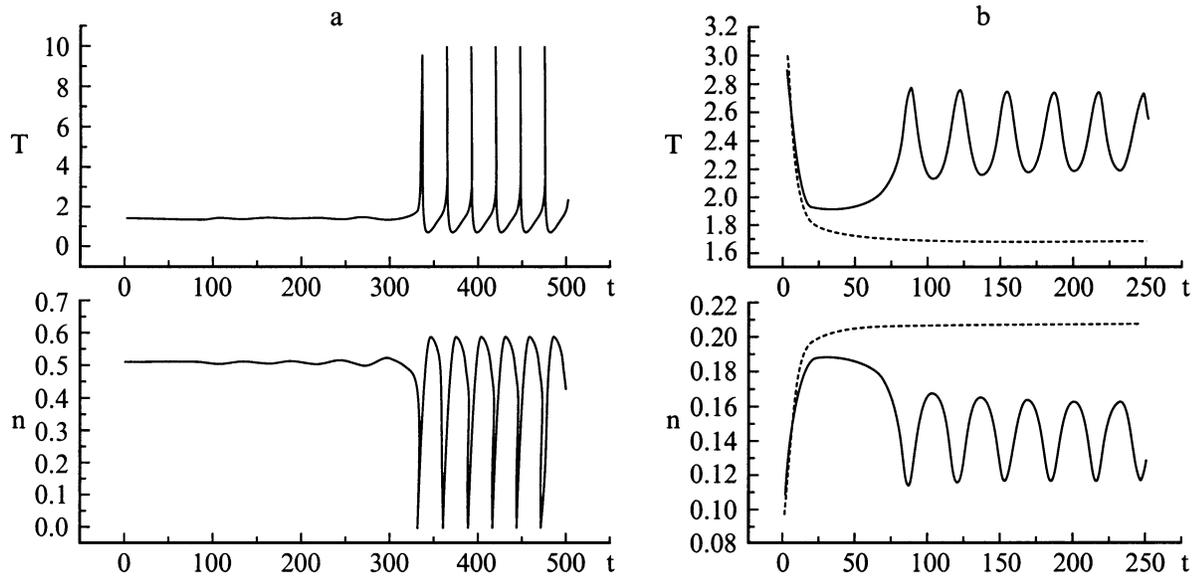


Рис. 3. Развитие колебательных режимов для значений параметров τ_{pm} и τ_D из областей 5 (а) и 8 (б). $T_0 = 2.9$ (сплошная кривая, б), 3.0 (пунктир, б); $\tau_{pm} = 30$ (а), 13.3 (б); $\tau_D = 3.5$ (а), 1.75 (б); $I = 0.21825$ (а), 0.2030 (б); $q = 20$.

бильной зависимости, а с другой стороны он граничит с областью затухающих колебаний. При переходе из области 5 в область 6 неустойчивость нижней ветви исчезает, но сохраняется на ней участок затухающих колебаний. В области 8 неустойчивость имеет место лишь на верхней ветви. При этом значения температуры и входной интенсивности, при которой она проявляется, отделен от центральной физически нереализуемой части кривой T от I значениями температуры и интенсивности, соответствующих наличию затухающих колебаний.

Как видно из рис. 2, в областях 4, 5, 6, 8, 11 возможно как спонтанное развитие колебаний, так и автопереключение системы из одного устойчивого состояния в другое. Так как в предшествующих работах ситуации, соответствующие режимам 5 и 8, не обсуждались, из-за того что не были обнаружены, то более подробно остановимся на динамике взаимодействия оптического излучения с полупроводником для соотношений времен τ_{pm} и τ_D , принадлежащих этим областям.

В области 5 имеет место интервал входной интенсивности I , в пределах которого реализуется неустойчивость как обоих стационаров ($I = 0.21825$ для значений параметров $\tau_{pm} = 30$, $\tau_D = 3.5$ и $q = 20$), так и одного лишь верхнего стационара ($I = 0.2180$ для тех же значений параметров) (рис. 2, 5). При неустойчивости обоих стационаров любая флуктуация температуры от ее стационарного значения приводит к переходу системы в колебательный режим, имеющий выраженный релаксационный характер. Подчеркнем, что к развитию колебаний приводят даже незначительные отклонения температуры от ее стационарного значения. В качестве примера на рис. 3, а представлена эволюция системы при начальном значении температуры $T_0 = 1.45$, близком к стационарному. Прежде чем перейти к колебательному

режиму, система достаточно длительное время (порядка десяти периодов) пребывает в окрестности неустойчивого стационара. Очевидно, что при увеличении амплитуды флуктуации температуры от ее стационарного значения установление колебаний происходит за время, сравнимое с периодом колебаний.

В случае устойчивого нижнего стационара и неустойчивого верхнего стационара (области 5, 8) для развития осциллирующих режимов при нахождении системы вблизи нижней ветви необходимо, чтобы флуктуация температуры превышала некоторую критическую амплитуду. Например, для интенсивности импульса $I = 0.2180$ и приведенных выше значениях остальных параметров из области 5, если начальное значение температуры принадлежит $1.300 \leq T_0 \leq 1.579$, система возвращается в устойчивое состояние, а вне этого интервала развиваются осциллирующие зависимости изменения характеристик полупроводника. В зависимости от условий взаимодействия их амплитуда может превышать разность температур, при которых система переключается из одного состояния в другое (следовательно, система периодически переключается из одного состояния в другое), либо она значительно меньше этого значения. И тогда колебания происходят вблизи верхнего стационара. В последнем случае система самопроизвольно переключилась в верхнее состояние и осталась в нем.

В области 8 также существует интервал входной интенсивности I , в пределах которого реализуется неустойчивость верхнего стационара (например, $I = 0.2030$, $\tau_{pm} = 13.3$, $\tau_D = 1.75$, $q = 20$) (рис. 2, 8). При этом нижний стационар всегда устойчив. Поэтому отчасти динамика взаимодействия светового импульса с полупроводником подобна реализуемой для параметров из области 5: переход в осциллирующий режим происхо-

дит при достаточно больших (превышающих некоторое критическое значение) флуктуациях температуры вблизи нижнего стационара. Вместе с тем область притяжения осциллирующего режима (т.е. значений амплитуды флуктуаций температуры) в данном случае существенно меньше: колебания характеристик полупроводника реализуются лишь при небольших флуктуациях температуры вблизи ее верхнего неустойчивого состояния. При достаточно больших же флуктуациях имеет место переход системы в устойчивое стационарное состояние на нижней ветви: реализуется самопереключение. Например, для $I = 0.2030$ к установлению осциллирующих зависимостей приводят начальные значения температуры из интервала $1.89 \leq T_0 \leq 2.90$ (в качестве иллюстрации на рис. 3, b приведена сплошная кривая). Если же амплитуда флуктуации температуры такова, что $T_0 > 2.90$, то система релаксирует в нижнее состояние (рис. 3, b , пунктир).

При наличии в системе двух устойчивых состояний, вблизи которых могут развиваться затухающие колебания (рис. 2, δ или 10), самопереключение системы в один из двух устойчивых стационаров зависит от значения флуктуаций характеристик полупроводника. При этом нетрудно представить ситуацию, когда в системе возможна реализация одной, двух осцилляций. Переход системы в один из устойчивых стационаров определяется соотношением областей притяжения этих стационаров.

Заключение и выводы

В результате проведенного анализа показана принципиальная возможность одновременного существования неустойчивости обеих ветвей (верхней и нижней) бистабильной зависимости температуры от интенсивности входного пучка. Обнаружена реализация неустойчивости верхней ветви при наличии затухающих колебаний вблизи нижней ветви. Показано, что при реализации неустойчивости обеих ветвей в системе развиваются колебательные режимы при любой флуктуации характеристик полупроводника вблизи этих состояний, что приводит, в частности, к автопереключениям системы из одного состояния в другое.

В случае неустойчивой верхней и устойчивой нижней ветви возможен переход системы как в состояние устойчивого стационара (нижнего), так и в колебательный режим с амплитудой, либо сравнимой с разностью температур переключения, либо значительно меньшей этой величины. При этом эволюция системы определяется начальным значением температуры (ее флуктуацией). При небольших флуктуациях температуры от ее нижнего стационарного значения (область δ на рис. 1) система возвращается в исходное состояние. Если же амплитуда флуктуации вблизи него превышает критическое значение, то система переключается в верхнее состояние. Затем имеет место описанный выше сценарий развития автоколебаний.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ и программы "Университеты России — фундаментальные исследования" (грант № 5142).

Список литературы

- [1] Гиббс Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М.: Мир, 1988. 518 с.
- [2] Розанов Н.Н. Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах. М.: Наука, 1997. 334 с.
- [3] Захарова И.Г., Трофимов В.А. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. Вып. 16. С. 43–48.
- [4] Гуназе О.А., Трофимов В.А. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. Вып. 16. С. 1–6.
- [5] Бондаренко О.С., Трофимов В.А. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. Вып. 19. С. 6–9.
- [6] Карамзин Ю.Н., Поляков С.В., Трофимов В.А. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 24. С. 38–43.