Письма в ЖЭТФ, том 80, вып. 6, с. 447 – 451 © 2004 г. 25 сентября

Экспериментальное обнаружение параметрического рентгеновского излучения вдоль скорости релятивистских электронов, движущихся в кристалле вольфрама

А. Н. Алейник, А. Н. Балдин+, Е. А. Богомазова, И. Е. Внуков[1)]+, Б. Н. Калинин, А. С. Кубанкин+, Н. Н. Насонов, Г. А. Науменко, А. П. Потылицын, А. Ф. Шарафутдинов

Научно-исследовательский институт ядерной физики при Томском политехническом университете, 634050 Томск, Россия

+Лаборатория радиационной физики, Белгородский государственный университет, 308007 Белгород, Россия

Поступила в редакцию 29 июня 2004 г.

Экспериментально зарегистрировано параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) релятивистских электронов под малыми углами к направлению скорости частицы в кристалле вольфрама, являющееся проявлением эффектов динамической дифракции в ПРИ. Описываются особенности используемой методики и приведены результаты измерений, надежно фиксирующие рефлексы ПРИ вперед от двух кристаллографических плоскостей вольфрама.

PACS: 78.70.–g, 79.90.+t

Дифракция кулоновского поля движущейся в кристалле быстрой заряженной частицы приводит к возникновению параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) [1 – 3]. Теория предсказывает существование рефлексов ПРИ, распространяющихся как в направлении брэгговского рассеяния, так и вдоль скорости излучающей частицы. Однако если первый из отмеченных рефлексов детально исследован теоретически и экспериментально (см., например, [4, 5] и цитированную там литературу), то ПРИ вдоль скорости частицы, или ПРИ вперед, не обнаружено вплоть до настоящего времени, хотя соответствующие попытки продолжаются уже более 30 лет [6 – 8].

Интерес к ПРИ вперед обусловлен двумя обстоятельствами. Прежде всего обнаружение этого механизма излучения явится доказательством проявления эффектов динамической дифракции в ПРИ, поскольку данная проблема также не решена, а ПРИ вперед является исключительно динамическим эффектом [4]. Кроме этого, ПРИ вперед может быть интерпретировано как излучение Вавилова–Черенкова, возникающее вследствие изменения показателя преломления кристалла в условиях динамической дифракции электромагнитного поля быстрой частицы (эффективный показатель преломления становится больше единицы, что открывает канал черепковских потерь энергии частицы) [9]. Поэтому обнаружение ПРИ вперед подтвердит существование новой разновидности излучения Вавилова–Черенкова в рентгеновском диапазоне.

Основная трудность в экспериментальном обнаружении ПРИ вперед обусловлена малой шириной спектра ПРИ по сравнению с типичным энергетическим разрешением рентгеновских детекторов ($\Delta\omega \geq \geq 150$ эВ), что приводит к эффективному усреднению вклада ПРИ вперед на фоне широкополосного вклада в наблюдаемый выход излучения со стороны тормозного (ТИ) и переходного (ПИ) излучений. Такая задача может быть решена только при использовании кристалл-дифракционного спектрометра. Следует отметить, что во всех экспериментах по поиску ПРИ вперед использовались мишени из легких элементов. Поэтому ширина спектра искомого излучения не превышала нескольких эВ [10], что и обусловило отрицательный результат этих экспериментов.

Недавно появилось сообщение об обнаружении ПРИ вперед от электронов с энергией 855 МэВ на плоскости (111) кристалла кремния толщиной 56 мкм при помощи кристалл-дифракционного спектрометра [11]. Однако примененный в этом эксперименте метод подавления фона от переходного излучения в окрестности брэгговской частоты, где и сосредоточен спектр ПРИ вперед, является некорректным. Метод основан на использовании отрицательной интерференции волн переходного излучения, возникающих на входной и выходной поверхностях мишени. Как показано в [12], именно в окрестности брэгговской частоты, в которой должно происходить полное интерференционное подавление выхода переход-

[1)]e-mail: vnukov@bsu.edu.ru

ного излучения, возникает спектрально узкий пик излучения, обусловленный динамическими эффектами. Вклад этого механизма в выход регистрируемого излучения в [11] не анализировался, поэтому вопрос о природе обнаруженного в этой работе узкого пика в спектре излучения остается открытым.

Настоящая работа также посвящена экспериментальному поиску рефлекса ПРИ вперед, причем в соответствии с результатами проведенного теоретического анализа [10] мы используем кристаллическую мишень из тяжелого элемента – вольфрама. Такой выбор мишени позволяет реализовать три принципиальных преимущества: существенно (до десятков эВ) увеличить ширину спектра рефлекса ПРИ вперед, что резко улучшает соотношение сигнал/фон; увеличить значение рабочей (брэгговской) частоты, что позволяет уменьшить поглощение фотонов в воздухе при увеличении расстояния от кристалла до детектора и использовать преимущества методики измерений [13] для анализа характеристик излучения; полностью исключить вклад динамических эффектов, обусловленный дифракцией переходного излучения в кристалле, благодаря сильному поглощению в нем фотонов регистрируемого излучения. С другой стороны, при увеличении толщины мишени резко возрастает влияние многократного рассеяния электронов и вклад тормозного излучения, который, как показал эксперимент и подтвердил специально проведенный анализ, может изменить даже знак наблюдаемого эффекта.

Измерения выполнены на внутреннем электронном пучке томского синхротрона. Схема эксперимента приведена на рис.1. Электроны, ускоренные до конечной энергии $E_0 = 500$ МэВ, сбрасывались на

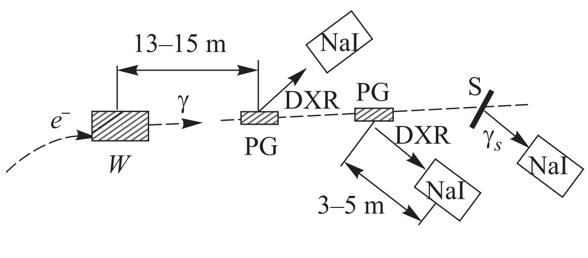

Рис.1 Схема эксперимента: W – кристалл вольфрама; PG – кристаллы пиролитического графита; NaI – NaI(Tl) спектрометры; S – рассеиватель

монокристаллическую мишень, установленную в гониометре. Исследуемое излучение проходило через коллиматор, очищалось магнитом и поступало в экспериментальный зал, где была установлена регистрирующая аппаратура. Кристалл ориентировался относительно направления электронного пучка по показаниям NaI(Tl) детектора, расположенного в комптоновской кинематике и регистрирующего фотоны излучения при каналировании и тормозного излучения с энергией $\omega > 0.5$ МэВ, рассеянные в конверторе. Параметры электронного пучка, экспериментальной аппаратуры и методика ориентации приведены в [14.15].

Для регистрации рентгеновской компоненты излучения использовались два кристалл-дифракционных спектрометра на основе кристаллов пиролитического графита, установленных в гониометрах на расстоянии 13–15 м от мишени, где генерировалось исследуемое излучение, и NaI(Tl)-детекторов с размерами $\varnothing 40 \times 1$ мм, расположенных на расстоянии 3–5 м от кристаллов графита. Для этих условий энергетическое разрешение спектрометров слабо зависит от мозаичности кристаллов, а определяется их угловой апертурой ($\Delta\theta_x \sim \pm 0.1$ мрад, $\Delta\theta_y = \pm 0.6$ мрад) и углом коллимации дифрагированного излучения [13]. Угол коллимации излучения в плоскости дифракции (горизонтальной) $\Delta\Theta_x \sim 0.7$ мрад обеспечивал разрешение спектрометров $\Delta\omega/\omega \sim 1\%$. Для фотонов с энергиями $\omega \geq 40$ кэВ уровень фона не превышал 2–5%. Из-за сильного поглощения фотонов с меньшими энергиями в воздухе и материале мишени для $\omega = 28.3$ кэВ (см. ниже) доля фона увеличилась до 20–30%. Подробное описание характеристик спектрометров и методики измерений приведено в [13].

Как показано в [8, 10], оптимальным методом поиска ПРИ вперед является измерение зависимости числа фотонов в узком спектральном диапазоне от ориентации кристалла. Для энергий фотонов $\omega \geq$ $\geq 20-25$ кэВ брэгговское условие может быть выполнено только для нескольких низкоиндексных плоскостей и вполне определенных ориентаций кристалла. Критерием обнаружения эффекта является совпадение брэгговских энергий для углов ориентации, где обнаружен пик в выходе фотонов, с энергиями, на которые настроены дифрактометры. Согласно теории [9, 10], интенсивность ПРИ вперед в кристалле вольфрама становится сравнима с интенсивностью ПИ только для энергий фотонов $\omega \leq \gamma\omega_p \sim 80$ кэВ, где γ – лоренц-фактор, а ω_p – плазменная частота среды. Поэтому в процессе эксперимента одновременно регистрировался выход фотонов с $\omega < \gamma\omega_p$ (67 кэВ, 40 кэВ, 28 кэВ) и $\omega > \gamma\omega_p$ (95 кэВ, 97 кэВ). Для контроля отсутствия вклада излучения при плоскостном каналировании с помощью “комптоновского” NaI(Tl)-детектора измерялся выход фотонов с $\omega \geq 0.5$ МэВ. Этот же детектор использовался для совмещения направления пучка электронов с осью кристалла, от которой отсчитывались углы разориентации плоскостей кристалла.

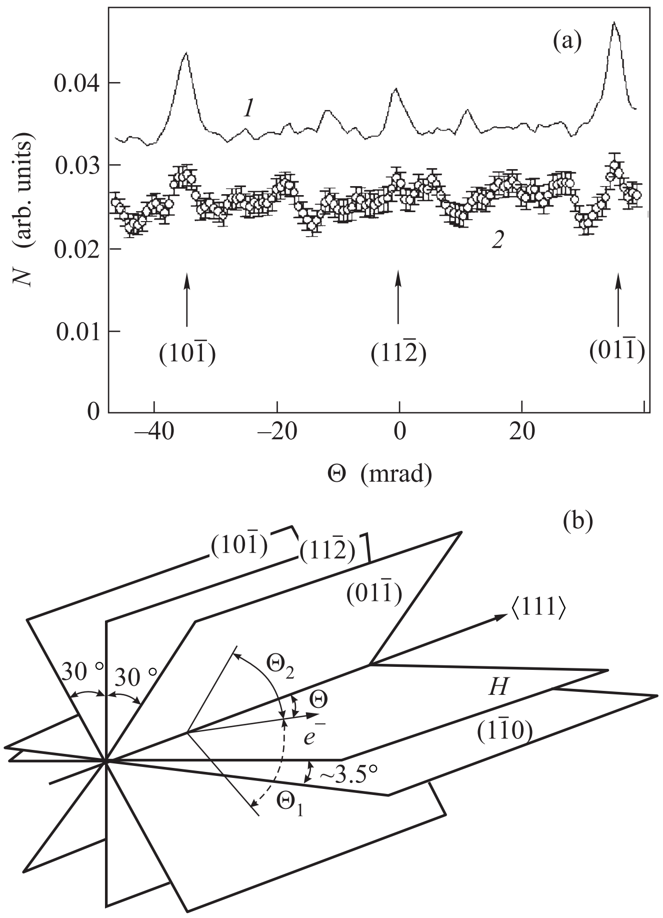

Рис.2. (a) Ориентационные зависимости выхода излучения. Кривая *1* – показания детектора комптоновских фотонов $\omega \geq 0.5$ МэВ, *2* – $\omega = 67$ кэВ; (b) схема расположения плоскостей кристалла: H – плоскость горизонта (вертикальная плоскость не показана), Θ – угол разворота оси $\langle 111 \rangle$ относительно направления электронного пучка в горизонтальной плоскости, $\Theta_{2(1)} = \Theta\cos(30° \pm \beta)$ – углы между направлением движения электронов и плоскостями $(10\bar{1})$ и $(01\bar{1})$

Измерения выполнены для монокристалла вольфрама с размерами $\varnothing 8.5 \times 0.41$ мм, ориентацией $\langle 111 \rangle$ и поверхностной мозаичностью $\sigma < 0.2$ мрад. На кристаллах, изготовленных по той же технологии, наблюдалось аномальное прохождение рентгеновских лучей в вольфраме [16]. Кристалл был установлен в гониометре так, что плоскость $(11\bar{2})$ была близка к вертикальной. Это позволило исследовать динамические эффекты в излучении как для $(11\bar{2})$, так и двух плоскостей типа (110), развернутых относительно нее на 30°. Измерения ориентационных зависимостей (ОЗ) выхода рассеянных фотонов излучения при плоскостном каналировании (см. рис.2a, кривая *1*) показало, что плоскость $(11\bar{2})$ развернута относительно вертикальной на угол $\beta = 3.5° \pm 0.2°$. Следовательно, динамические эффекты в излучении для каждой из плоскостей кристалла должны наблюдаться для разных углов ориентации Θ (см. рис.2b).

Из приведенной на рис.2a ОЗ выхода фотонов с энергией $\omega = 67$ кэВ (кривая *2*) видно, что интенсивность рентгеновского излучения существенно зависит от ориентации плоскостей кристалла относительно направления пучка электронов. Поэтому, как и в эксперименте [8], измерения проведены для случая пересечения оси $\langle 111 \rangle$, где эффект плоскостного каналирования отсутствует.

Измерения показали, что для относительно жестких фотонов $\omega \geq \gamma\omega_p$ (67, 95 и 97 кэВ) пики, связанные с проявлением ПРИ вперед, отсутствуют. Наличие кристаллической структуры проявилось в уменьшении числа фотонов, регистрируемых спектрометрами, при совпадении брэгговской энергии для данной ориентации кристалла с энергией регистрируемых фотонов (см. рис.3a, кривая *1*). Положение минимумов в ОЗ соответствует кинематическим условиям дифракции для фотонов, направленных вдоль трассы электронного пучка, с погрешностью не хуже процента. Например, для $\omega = 67$ кэВ расчетные положения минимумов для отражений $(10\bar{1})$, $(01\bar{1})$ и $(11\bar{2})$ – 46.6, 49.9 и 72.2 мрад. Тогда как измеренные значения – 46.3, 49.5 и 71.9 мрад. Глубина минимумов меняется от 12–15% для $\omega = 67$ кэВ, до $\sim 10\%$ для $\omega > 90$ кэВ. Типичное значение полной ширины минимума $\Delta\Theta \sim 1.5{-}2.5$ мрад. Отличие экспериментальной кривой от предсказаний теории дифракции (узкий минимум с шириной порядка ширины столика Дарвина $\Delta\Theta \leq 0.1$ мрад и глубиной ~ 0.5 от уровня подложки) обусловлено непараллельностью кристаллов графита плоскостям, на которых происходит дифракция, конечным угловым захватом и разрешением спектрометров.

Расчет ОЗ выхода ПРИ вперед по теории [10] с учетом многократного рассеяния электронов и дифракции тормозного излучения в кристалле подтвердил, что для энергий фотонов $\omega \sim \gamma\omega_p$ и нулевого угла наблюдения (регистрируемое излучение испускается вдоль направления электронного пучка) эффект дифракции тормозного излучения внутри кристалла маскирует искомый эффект. ПРИ вперед начинает преобладать только для энергии фотонов $\omega \leq 0.5\gamma\omega_p$ (см. рис.4).

В измеренных ориентационных зависимостях для энергий фотонов 40 и 28.3 кэВ уверенно проявляют-

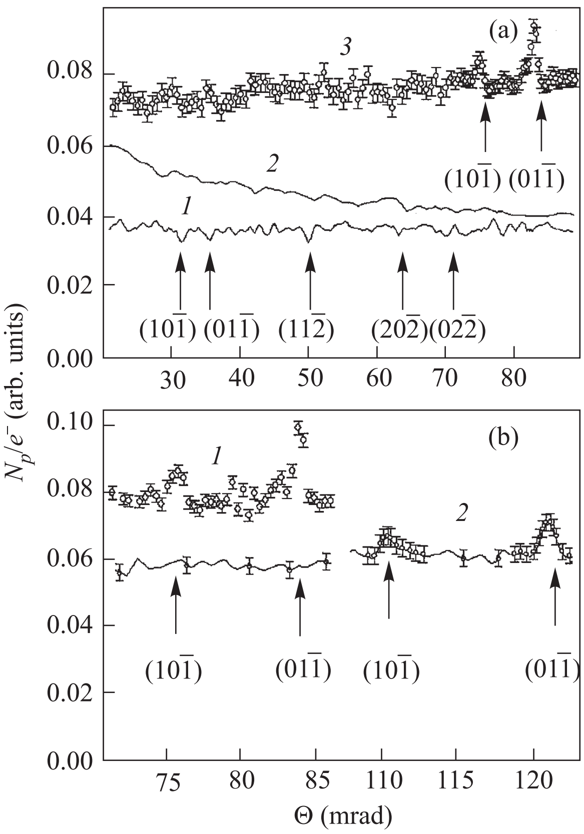

Рис.3. Ориентационные зависимости выхода мягкого излучения: (a) $\omega = 95$ кэВ – кривая *1*; $\omega = 40$ кэВ – кривая *2*; $\omega \geq 0.5$ МэВ – кривая *3*; (b) $\omega = 40$ кэВ – кривая *1*: $\omega = 28.3$ кэВ – кривая *2*

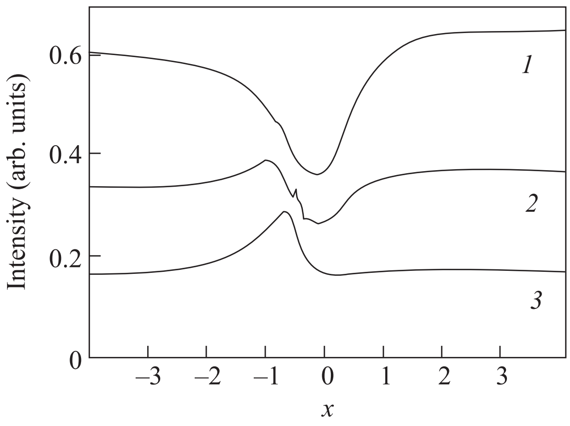

Рис.4. Ориентационные зависимости выхода рентгеновского излучения для плоскости (110) в области брэгговских углов, $x = (g^2/2\omega_g^2)(\omega - \omega_B/\omega_B)$ (см. [10]); кривые: *1* – $\omega = 65$ кэВ; *2* – $\omega = 40$ кэВ; *3* – $\omega = 26$ кэВ

ся максимумы, положение которых, как и в случае минимумов выхода жестких фотонов, согласуется с законом Брэгга (см. рис.3). Наблюдаемые максимумы не связаны с каким-либо излучением с непрерывным спектром и экспериментальной погрешностью. Об этом говорит отсутствие максимумов в выходе фотонов с $\omega \geq 0.5$ МэВ (рис.3a, кривая *1*) и различное положение максимумов в ОЗ выхода рентгеновских фотонов с разными энергиями (рис.3b). Положение и форма максимумов уверенно воспроизводились при проведении повторных измерений.

Измерение спектров дифрагированного излучения в пике для $\omega = 40$ кэВ – $\Theta^{\rm exp}_{01\bar{1}} = 83.9$ мрад и в соседних точках ($\Theta = 81.3$ и 79.3 мрад) показало, что увеличение интенсивности излучения происходит только для первого порядка отражения. Интенсивность излучения старших порядков отражения для всех спектров совпадает. Толщина кристалла $t = 0.41$ мм существенно превышает длину поглощения фотонов исследуемых энергий $l_a \sim 42$ и 19 мкм, то есть пики в ориентационных зависимостях выхода фотонов с $\omega < \gamma\omega_p$ обусловлены излучением, рожденным внутри кристалла. Единственным известным механизмом излучения электронов в кристаллах, обладающим такими свойствами, является параметрическое (квазичеренковское) рентгеновское излучение вдоль направления скорости электрона в кристалле [9].

Зарегистрированные положения пиков $\Theta^{\rm exp}_{10\bar{1}} = 76.6\ (110.2)$ мрад и $\Theta^{\rm exp}_{01\bar{1}} = 83.9\ (120.9)$ мрад для фотонов с энергией $\omega = 40\ (28.3)$ кэВ несколько отличаются от расчетных $\Theta^{\rm est}_{10\bar{1}} = 77.9\ (110.2)$ мрад и $\Theta^{\rm est}_{01\bar{1}} = 83.6\ (118.2)$ мрад. Расстояние между пиками на 1.5 и 2 мрад больше, чем это следует из закона Брэгга. Для обеих энергий фотонов ширина пика для плоскости $(01\bar{1})$ почти в 2 раза больше, чем для $(10\bar{1})$. Для $\omega = 40$ кэВ этот пик достаточно уверенно разделяется на два (см. рис.3b).

Согласно теории, энергия ПРИ вперед определяется углом вылета фотона в направлении, перпендикулярном плоскости, на которой происходит отражение – $\theta_\parallel$. Его интенсивность строго вдоль направления скорости электрона равна нулю, а максимум в угловом распределении соответствует углу $\theta_\parallel^{FPXR} = \frac{1}{\sqrt{3}}\sqrt{\gamma^{-2} + (\omega_0/\omega)^2}$. В нашем эксперименте регистрируются фотоны, обусловленные электронами, движущимися под углом порядка θ^{FPXR} к направлению электронного пучка. Излучение генерируется на плоскостях кристалла вольфрама, развернутых на угол $\sim 30°$ относительно отражающей плоскости дифрактометров. В совокупности с конечной угловой апертурой и разрешением спектрометров это неизбежно должно привести к уширению экспериментальных кривых и уменьшению амплитуды пиков по сравнению с предсказаниями теории. Учет экспериментальных факторов и количественное сравнение результатов измерений с теорией предполагается сделать в следующей работе.

Результаты проведенных исследований кратко могут быть сформулированы следующим образом.

1. Экспериментально зарегистрирован эффект рентгеновского квазичеренковского излучения быстрых заряженных частиц в веществе со средним показателем преломления $n < 1$.

2. Уверенно выделен эффект дифракционного подавления тормозного излучения релятивистских электронов в кристалле и продемонстрирована конкуренция между обнаруженными эффектами квазичеренковского излучения и дифракционного подавления тормозного излучения.

Авторы выражают благодарность проф. В. В. Бойко и проф. Е. П. Найдену за предоставление кристалла вольфрама, исследование качества мишени и определение геометрического расположения плоскостей на ее поверхности. Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 01-02-17471, # 03-02-16587), программы Университеты России (гранты # УР 02.01.021, # УР 02.01.002), Региональной научно-технической программы (грант ФРП # 09-03) и программы внутренних грантов Бел.ГУ (грант ВКГ # 008-04).

1. М. Л. Тер-Микаэлян, *Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях*, Изд. АН АРМ ССР, Ереван, 1969.
2. Г. М. Гарибян, Ян Ши, ЖЭТФ **61**, 930 (1971).
3. В. Г. Барышевский, И. Д. Феранчук, ЖЭТФ **61**, 944 (1971).
4. В. Г. Барышевский, И. Я. Дубовская, *Итоги науки и техники. Сер. Пучки заряженных частиц и твердое тело*,т. 4, М.: ВИНИТИ, 1991, с. 129.
5. K.-H. Brenzinger, C. Herberg, B. Limburg et al., Z. Phys. **A358**, 107 (1997).
6. А. И. Алиханян, Г. М. Гарибян, М. П. Лорикян, К. К. Шихларов, Письма В ЖЭТФ **13**, 201 (1971).
7. Luke C. L. Yuan, P. W. Alley, A. Bamberger et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A234**, 426 (1985).
8. B. N. Kalinin, G. A. Naumenko, D. V. Padalko et al., NIM **B173**, 255 (2001).
9. V. G. Baryshevsky, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **B122** 13 (1997).
10. A. Kubankin, N. Nasonov, V. Sergienko, and I. Vnukov, NIM **B201**, 97 (2003).
11. H. Backe, C. Ay, N. Clawiter et al., *Proc. of the Intern. Symp. on Channeling - Bent Crystals - Radiation Processes*, 2003, Frankfurt am Main, Germany, EP Systema Bt., Debrecen, p. 41.
12. N. Imanishi, N. Nasonov, and K. Yajima, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **B173**, 227 (2001).
13. И. Е. Внуков, Б. Н. Калинин, Г. А. Науменко и др., Известия ВУЗов, сер. Физ. **44**(3), 71 (2001).
14. Ю. Н. Адищев, С. А. Воробьев, В. Н. Забаев и др., ЯФ **35**(1), 108 (1982).
15. Б. Н. Калинин, Е. И. Коновалова, Г. А. Плешков и др., ПТЭ № **3**, 31 (1985).
16. И. К. Бдикин, С. И. Божко, В. Н. Семенов и др., Письма в ЖТФ **25**, 16 (1999).