

02;04;07;10;12

## Плотность ионного тока в разлетающейся лазерной плазме

© С.В. Латышев, Ю.Н. Чеблук

Институт теоретической и экспериментальной физики,  
117259 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 11 ноября 1996 г.)

Теоретически исследованы зависимости плотности ионного тока в разлетающейся лазерной плазме от параметров лазерного излучения, материала мишени и расстояния от мишени. Проведены расчеты, необходимые для проектирования лазерных источников ионов для ускорительной техники. Дано объяснение двугорбой формы коллекторных сигналов, наблюдаемой в ряде экспериментов с лазерной плазмой. Рассмотрены дополнительные возможности получения информации об условиях эксперимента из коллекторных сигналов.

Данная работа посвящена расчету плотности ионного тока  $j = Zn_1u$  в лазерной плазме, разлетающейся по нормали к поверхности мишени, и исследованию зависимости этой величины от параметров лазерного излучения, материала мишени и расстояния от мишени ( $Z$  — средний заряд ионов,  $n_1$  — концентрация ионов,  $u$  — скорость разлета ионов вдоль нормали).

В настоящее время имеются лишь отдельные расчеты, моделирующие коллекторные сигналы в экспериментах с лазерной плазмой [1,2] без выяснения вопроса о зависимости ионных токов от параметров эксперимента. Выяснение этого вопроса важно как для проектирования лазерного источника ионов для ускорительной техники, так и для интерпретации результатов коллекторной диагностики разлетающейся лазерной плазмы.

### Квазидвумерная модель лазерной плазмы

Все расчеты в данной работе выполнены с помощью квазидвумерной двухтемпературной гидродинамической модели лазерной плазмы, предложенной в работе [3]. Эта модель успешно использовалась ранее для расчета зарядового состава ионов в разлетающейся лазерной плазме [4], температуры лазерной плазмы [5] и ряда рекомбинационных эффектов [6,7]. Согласно этой модели, лазерная плазма моделируется "крупными частицами" равной массы в виде тонких дисков. Под действием сил газокINETического давления диски могут перемещаться вдоль нормали к мишени и менять свой радиус. Поперечное расширение дисков рассматривается в автоматическом приближении, т. е. радиальные скорости расширения внутренних точек диска связаны с радиальной скоростью границы диска законом  $v_r(\xi) = u_r \xi / r$ , где  $\xi$  — радиус внутренней точки диска,  $r$  и  $u_r$  — радиус и радиальная скорость границы диска. Таким образом, квазидвумерная модель представляет собой нечто среднее между чисто одномерной плоской моделью плазмы и двумерной цилиндрически-симметричной моделью.

Модель включает в себя следующие физические процессы: поглощение лазерного излучения за счет обратного тормозного механизма и отражение от слоя плазмы

с критической плотностью [8]; электронную теплопроводность с учетом классического ограничения теплового потока [9]; теплообмен между электронами и ионами при упругих столкновениях [10]; ионизационные процессы в приближении среднего заряда с учетом ионизации электронным ударом, тройной, диэлектронной и фоторекомбинаций [11]; энергобаланс при неупругих процессах. В энергобалансе при неупругих процессах энергия, возвращаемая электронам плазмы при тройной рекомбинации ионов через высоковозбужденные состояния, учитывается по формуле, предложенной в [12],

$$E_t = 7 \cdot 10^{-22} (n_e/Z)^{2/3} / \Theta_e \text{ [эрг]},$$

где  $\Theta_e$  — температура электронов в eV.

Это является существенным отличием данной модели от моделей других авторов.

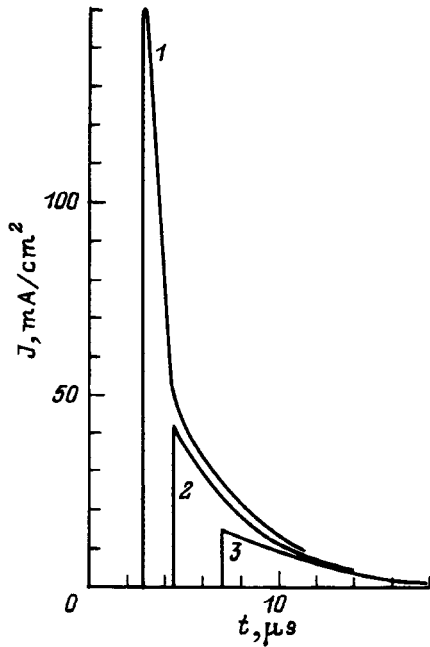
### Зависимость плотности ионного тока от параметров лазерного излучения, материала мишени и расстояния до мишени

Простейшую функциональную зависимость плотности ионного тока  $j = eZn_1u$  от параметров эксперимента можно получить, полагая  $n_1 \sim W_{\text{las}} / (ZT_e L^3)$  и  $u \sim (ZT_e / m_i)^{1/2}$ , где  $W_{\text{las}} / ZT_e$  — оценка количества ионов, производимых лазерным импульсом;  $L$  — расстояние от мишени; скорость разлета ионов оценивается по скорости звука  $u_s$  на стадии нагрева. Откуда получаем

$$j \sim eW_{\text{las}} L^{-3} m_i^{-1/2} (Z/T_e)^{1/2}. \quad (1)$$

Из формулы (1) видно, что плотность ионного тока пропорциональна энергии лазерного импульса  $W_{\text{las}}$ , обратно пропорциональна  $m_i^{1/2}$  и наиболее сильно ( $\sim L^{-3}$ ) зависит от расстояния до мишени. Все остальные зависимости менее существенны.

Рассмотрим основные зависимости плотности ионного тока от параметров греющего излучения на примере разлетающейся плазмы золота, нагреваемой импульсом CO<sub>2</sub> — лазера прямоугольной формы. Все расчеты плотностей ионных токов, приведенные в данном разделе,



**Рис. 1.** Зависимость ионного импульса от мощности лазерного излучения. Au,  $d = 1 \text{ mm}$ ,  $\tau = 100 \text{ ns}$ ,  $\lambda = 10.6 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $L = 1 \text{ m}$ ;  $P$ ,  $\text{W}/\text{cm}^2$ : 1 —  $10^9$ , 2 —  $3 \cdot 10^8$ , 3 —  $10^8$ .

соответствуют, если это особо не оговорено, расстоянию от мишени 1 м. Кроме того, в дальнейшем для краткости зависимость плотности ионного тока от времени будем называть ионным импульсом.

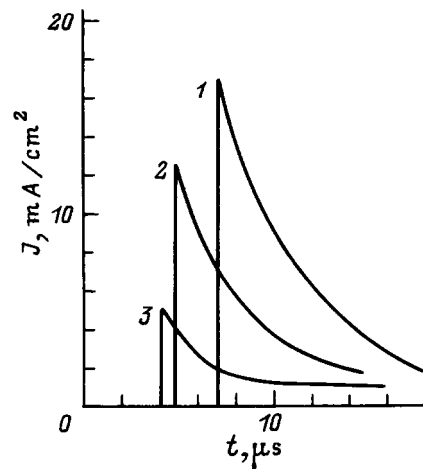
На рис. 1 приведены ионные импульсы при различных мощностях лазерного излучения ( $P$ ) в диапазоне  $10^8 - 10^9 \text{ W}$ . Длительность лазерного импульса и диаметр пятна фокусировки были  $\tau = 100 \text{ ns}$  и  $d = 1 \text{ mm}$ . Приведенные на рис. 1 расчеты свидетельствуют о росте амплитуды ионного импульса в соответствии с оценкой (1) и об уменьшении времени задержки начала ионного импульса с ростом мощности лазерного излучения (время задержки отсчитывается от начала лазерного импульса). Такие зависимости объясняются увеличением энергии лазерного импульса, а следовательно, количества ионов, производимых лазерным излучением, и ростом температуры плазмы, а следовательно, и скорости разлета ионов.

На рис. 2 приведены ионные импульсы при различных диаметрах пятна фокусировки лазерного излучения и прочих равных параметрах. Результаты, приведенные на рис. 2, свидетельствуют об уменьшении амплитуды ионного импульса и времени задержки ионного импульса с уменьшением диаметра пятна фокусировки. Объяснение данных зависимостей также достаточно простое. С уменьшением диаметра пятна фокусировки растет температура плазмы, а следовательно, и скорость разлета ионов, что приводит к уменьшению времени задержки ионного импульса. С другой стороны, при более острях фокусировках и неизменной энергии лазерного излучения уменьшается количество плазмы, производимой на

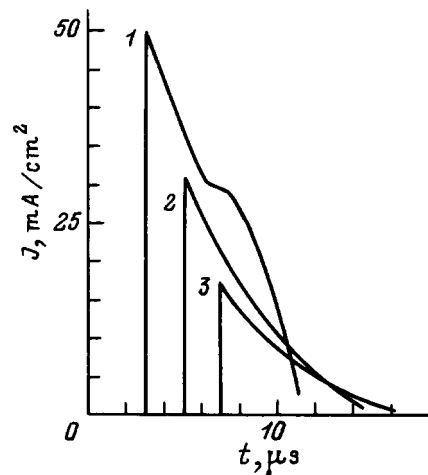
стадии нагрева и, что еще более важно, увеличивается боковой разлет плазмы. Последнее приводит к значительному уменьшению количества ионов, разлетающихся по нормали к мишени в дальней зоне, что является определяющим эффектом в уменьшении амплитуды ионного импульса по сравнению с его ростом за счет увеличения скорости разлета.

Зависимость ионного импульса от атомного веса мишени приведена на рис. 3. С ростом атомного веса мишени происходят уменьшение амплитуды ионного импульса в соответствии с оценкой (1) и увеличение времени задержки ионного импульса. Эти зависимости объясняются уменьшением скорости разлета и количества ионов с увеличением атомного веса мишени.

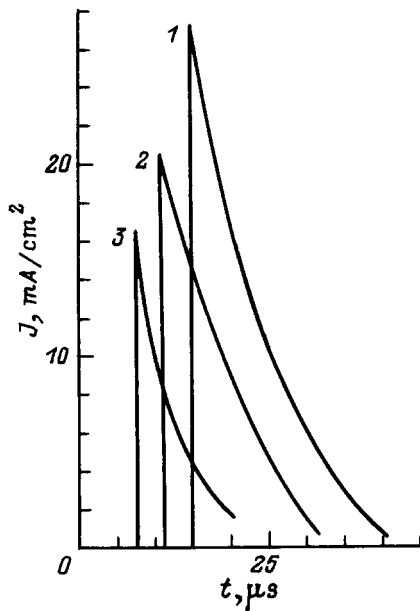
Зависимость ионного импульса от длины волны лазерного излучения представлена на рис. 4. Она является наиболее слабой из всех рассмотренных. Относительно



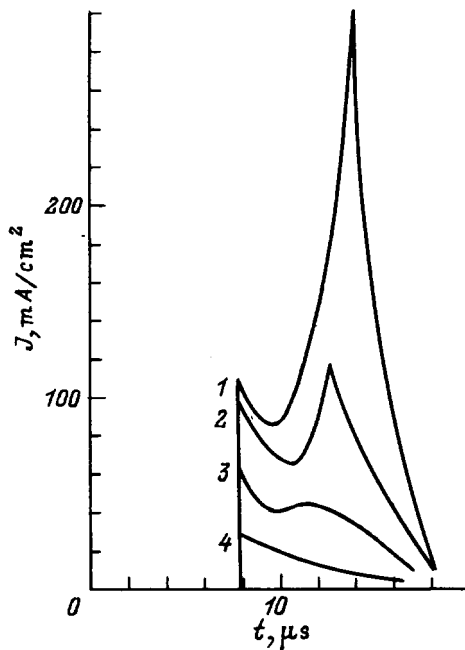
**Рис. 2.** Зависимость ионного импульса от диаметра пятна фокусировки лазерного излучения. Au,  $P = 10^8 \text{ W}/\text{cm}^2$ ,  $\tau = 100 \text{ ns}$ ,  $\lambda = 10.6 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $L = 1 \text{ m}$ ;  $d$ , mm: 1 — 1.0, 2 — 0.6, 3 — 0.2.



**Рис. 3.** Зависимость ионного импульса от материала мишени.  $P = 10^8 \text{ W}/\text{cm}^2$ ,  $d = 1 \text{ mm}$ ,  $\tau = 100 \text{ ns}$ ,  $\lambda = 10.6 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $L = 1 \text{ m}$ ; 1 — C, 2 — Fe, 3 — Au.



**Рис. 4.** Зависимость ионного импульса от длины волны лазерного излучения. Au,  $P = 10^8 \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau = 100 \text{ ns}$ ,  $L = 1 \text{ m}$ ;  $\lambda$ ,  $\mu\text{m}$ : 1 — 1.06, 2 — 3.0, 3 — 10.6.



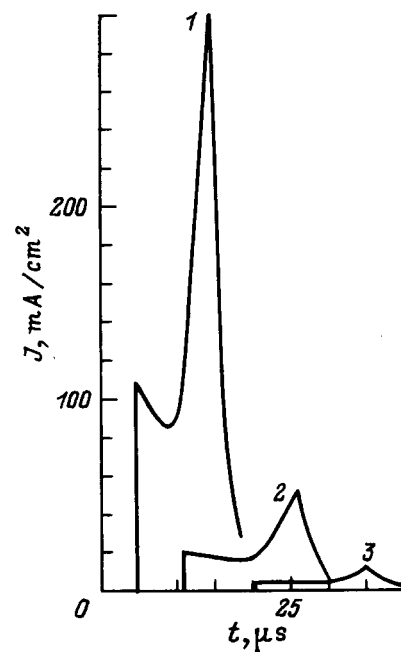
**Рис. 5.** Зависимость ионного импульса от длительности лазерного излучения.  $P = 10^8 \text{ W/cm}^2$ ,  $d = 1 \text{ mm}$ ,  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ ,  $L = 1 \text{ m}$ ;  $\tau$ , ns: 1 — 1000, 2 — 600, 3 — 300, 4 — 100.

небольшое увеличение амплитуды и времени задержки ионного импульса с уменьшением длины волны объясняется некоторым уменьшением температуры плазмы и бокового расширения при уменьшении длины волны лазерного излучения. При более острых фокусировках в этом же направлении будет действовать уменьше-

ние количества испаренного вещества за счет снижения поглощения длинноволнового лазерного излучения по сравнению с коротковолновым.

Наиболее нетривиальной оказалась зависимость ионного импульса от длительности лазерного излучения. Приведенные на рис. 5 результаты расчета ионных импульсов при длительностях лазерного импульса 100–1000 ns показывают, что в общем случае ионный импульс состоит из двух пиков: быстрого и медленного. При малых длительностях лазерного излучения ионный импульс состоит из одного быстрого пика. С увеличением длительности лазерного излучения появляется второй пик в области малых скоростей. При достаточно больших длительностях медленный пик начинает сильно превалировать над быстрым. Быстрый пик обусловлен ионами, происхождение которых связано с начальным нестационарным режимом нагрева лазерной плазмы, а медленный пик с ионами, которые появились уже в установившемся стационарном режиме нагрева. Для появления медленного пика необходимо, чтобы длительность лазерного импульса была много больше характерного гидродинамического времени, т. е.  $\tau_{\text{las}} > 3 - 5d/u_s$ .

Одногорбые и двугорбые коллекторные сигналы регистрировались в различных экспериментах с лазерной плазмой, где использовалась коллекторная диагностика [13,14]. Кроме того, в ряде экспериментов наблюдались многопиковые коллекторные сигналы, что, по-видимому, связано со сложной формой лазерного импульса, а также с электростатическим механизмом ускорения ионов при высоких плотностях потока лазерного излучения [15].



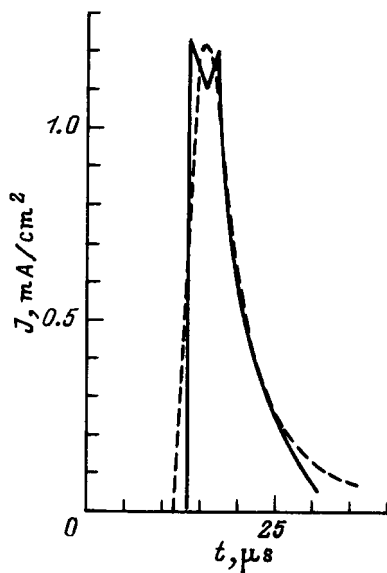
**Рис. 6.** Зависимость ионного импульса от расстояния до мишени. Au,  $P = 10^8 \text{ W/cm}^2$ ,  $d = 1 \text{ mm}$ ,  $\tau = 1000 \text{ ns}$ ;  $L$ , m: 1 — 1, 2 — 2, 3 — 3.

Наиболее сильно зависит ионный импульс от расстояния до мишени. Соответствующие расчеты, представленные на рис. 6, показывают, что с увеличением расстояния до мишени происходит резкое уменьшение амплитуд как быстрого, так и медленного пиков в ионном импульсе примерно по закону  $j \sim L^{-3}$ , а также происходит линейное увеличение времени задержки ионного импульса.

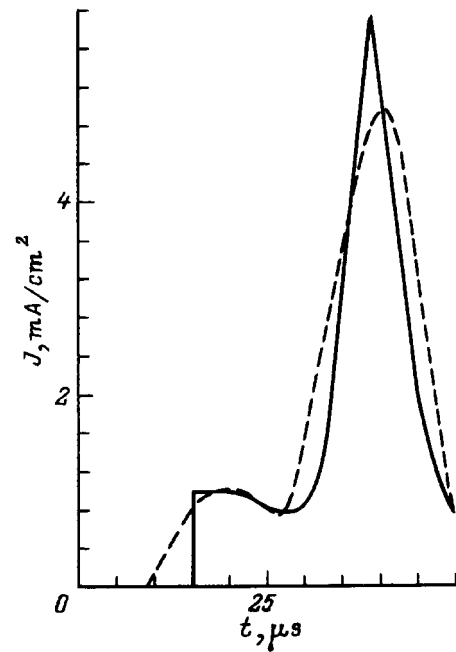
## Интерпретация коллекторной диагностики лазерной плазмы

Очевидный и весьма важный вывод из результатов, рассмотренных в предыдущем разделе, заключается в том, что плотность ионного тока весьма чувствительна к большинству параметров эксперимента, таких как расстояние от мишени, мощность и длительность лазерного излучения, вещество мишени и т.д. Это приводит к тому, что, добиваясь максимально точного совпадения расчетных данных с экспериментом, можно получать дополнительную информацию об условиях эксперимента. Но, с другой стороны, любой эксперимент, условия которого известны неточно, можно достаточно легко "согласовать" с расчетными результатами, корректируя расчетные параметры в ту или иную сторону. Продемонстрируем данную ситуацию на примере двух экспериментов [13,14].

В работе [13] использовался неодимовый лазер с максимальной энергией в импульсе  $W \sim 30$  J длительностью лазерного импульса на полувысоте  $\tau \sim 25$  ns и пятном фокусировки  $d \sim 300$   $\mu$ m. Наиболее обширная информация имеется по коллекторным сигналам ионов углерода на расстоянии 2 m от мишени, полученным в эксперимен-



**Рис. 7.** Сравнение экспериментального и теоретического импульсов плотности тока ионов углерода.  $P = 5 \cdot 10^7$  W/cm<sup>2</sup>,  $\tau = 35$  ns,  $d = 0.3$  mm,  $\lambda = 1.06$   $\mu$ m,  $L = 2$  m. Сплошная кривая — теория, штриховая — эксперимент.



**Рис. 8.** Сравнение экспериментального и теоретического импульсов плотности тока ионов циркония.  $P = 4 \cdot 10^7$  W/cm<sup>2</sup>,  $\tau = 2000$  ns,  $d = 0.4$  mm,  $\lambda = 10.6$   $\mu$ m,  $L = 2$  m. Сплошная кривая — теория, штриховая — эксперимент.

тах, в которых энергия лазерного излучения ослаблялась с помощью калиброванного поглотителя в 5 раз. Кроме того, по оценкам авторов, происходило дополнительное ослабление энергии лазерного импульса в 2 раза в оптической системе за счет геометрической расходимости лазерного излучения. Еще примерно в 2 раза излучение ослаблялось за счет отражения лазерного излучения от весьма многочисленных элементов оптической системы. Таким образом, энергия излучения, поглощаемая мишенью составляла, по-видимому, 1–2 J. Цикл расчетов показал, что наилучшим образом с экспериментом согласуется расчет, в котором энергия лазерного импульса составляла 1.1 J, диаметр пятна фокусировки 300  $\mu$ m, а лазерный импульс моделировался полусинусоидой с длительностью по основанию 35 ns. Данный расчет коллекторного сигнала и соответствующий экспериментальный сигнал приведены на рис. 7.

В работе [14] использовался CO<sub>2</sub> лазер, импульс которого состоял из пика длительностью 200–300 ns с энергией около 10 J и хвоста длительностью 2  $\mu$ s с энергией до 20 J. На расстоянии 2 m от мишени коллекторный сигнал для ионов циркония имел двугорбую структуру. Соответствующий цикл расчетов показал, что наилучшим образом теоретический коллекторный сигнал аппроксимирует экспериментальный при следующих параметрах расчета: пик лазерного импульса аппроксимировался полусинусоидой с длительностью по основанию 250 ns и энергией 6.4 J, хвост аппроксимировался спадающей прямой от полувысоты пика до нуля с длительностью 1.75  $\mu$ s и энергией 18 J, диаметр

пятна фокусировки составлял  $400 \mu\text{m}$ . Соответствующие экспериментальный и расчетный коллекторные сигналы приведены на рис. 8. Расчеты показали, что быстрый пик коллекторного сигнала обусловлен ионами, которые образовались под действием пика лазерного излучения, а медленный пик коллекторного сигнала обусловлен ионами от хвоста лазерного импульса.

Расчеты обоих экспериментов показали, что, не выходя за разумные пределы расчетных параметров, можно хорошо согласовать экспериментальные и расчетные коллекторные сигналы. Набор оптимальных параметров в обоих случаях оказывался достаточно жестко определенным. Так, изменение любого из таких параметров лазерного излучения, как энергия, длительность, диаметр пятна фокусировки в 2 раза приводило к тому, что ни при каких вариациях других параметров удовлетворительно-го согласия теории и эксперимента не наблюдалось.

## 1. Выводы

Квазидвумерная гидродинамическая модель лазерной плазмы, несмотря на весьма грубое моделирование бокового растекания плазмы, оказалась пригодной для расчета плотности ионного тока в разлетающейся лазерной плазме.

Теоретически исследованы зависимости плотности ионного тока в разлетающейся лазерной плазме от параметров лазерного излучения, материала мишени и расстояния от мишени. Проведены расчеты, необходимые для проектирования лазерных источников ионов для ускорительной техники. Дано объяснение двугорбой формы коллекторных сигналов, наблюдаемой в ряде экспериментов с лазерной плазмой.

Показана возможность извлечения дополнительной информации об условиях эксперимента из коллекторных сигналов с помощью серии аппроксимационных расчетов.

## Список литературы

- [1] Ерема Ю.Н., Латышев С.В., Петров В.В. и др. Препринт ИТЭФ. 1987. № 199. 16 с.
- [2] Макаров К.Н., Сатов Ю.А., Стрельцов А.П. и др. // ЖЭТФ. 1994. Т. 106. Вып. 12. С. 1649–1662.
- [3] Латышев С.В. Препринт ИТЭФ. 1983. 1983. № 66. 20 с.
- [4] Голубев А.А., Латышев С.В., Шарков Б.Ю. // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. № 9. С. 1854–1856.
- [5] Латышев С.В., Рудской И.В. Препринт ИТЭФ. 1986. № 2. 16 с.
- [6] Бобашев С.В., Латышев С.В., Рудской И.В. и др. // Физика плазмы. 1987. Т. 13. № 11. С. 1383–1388.
- [7] Ерема Ю.Н., Латышев С.В., Шумиуров А.В. Препринт ИТЭФ. 1988. № 28. 4 с.
- [8] Афанасьев Ю.В., Крохин О.Н. // Тр. ФИАН. 1970. Т. 52. С. 118–162.
- [9] Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. М.: Мир, 1965. 212 с.

- [10] Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат. 1977. 384 с.
- [11] Вайнштейн С.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979. 319 с.
- [12] Латышев С.В., Рудской И.В. // Физика плазмы 1985. Т. 11. № 10. С. 1175–1180.
- [13] Ананьин О.Б., Балдин А.М., Быковский Ю.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 19. С. 19–21.
- [14] Голубев А.А., Ерема Ю.Н., Шарков Б.Ю., Шумиуров А.В. Препринт ИТЭФ. 1988. № 134. 20 с.
- [15] Ehler A.W. // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46. N 6. P. 2464–2467.