

0.9;10

©1995 г.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С НЕЗАМЕДЛЕННОЙ ВОЛНОЙ H_{10} ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА В НАРАСТАЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Е.Т.Протасевич

Научно-исследовательский институт ядерной физики

при Томском политехническом университете,

634061, Томск, Россия

(Поступило в Редакцию 11 февраля 1994 г.)

В окончательной редакции 6 февраля 1995 г.)

Описаны результаты преобразования колебаний типа H_{10} в десятисантиметровом диапазоне длин волн в кинетическую энергию электронного пучка. Тем самым впервые на практике реализован авторезонансный механизм СВЧ ускорения электронов. При энергии инжекции, равной ~ 120 кэВ, получены трубчатые электронные пучки с максимальной энергией на выходе ~ 800 – 850 кэВ и ускоренным током ~ 0.15 А в импульсе длительностью ~ 0.8 мкс при частоте повторения 50 Гц.

Введение

Резонансное взаимодействие электронов с H -волнами в магнитных полях охватывает большое количество областей современной физики, среди которых в первую очередь необходимо указать ускорительную технику, генерацию СВЧ колебаний, силовое выпрямление СВЧ напряжения и пр. Несмотря на большое количество экспериментальных исследований и теоретических построений, в этом вопросе есть много неясного и неоднозначного.

В настоящей работе приведено рассмотрение экспериментальных результатов изучения резонансного взаимодействия электронов с H -волнами, распространяющимися в гладких волноводах со скоростью, превышающей скорость света, вдоль неоднородных магнитных полей. При этом наряду с экспериментальными фактами в работе содержатся и результаты некоторых расчетов, характеризующие эффективность взаимодействия электронов с электромагнитной волной.

Идея о возможности длительного взаимодействия заряженной частицы с плоской монохроматической волной, бегущей вдоль силовых линий однородного магнитного поля, была высказана рядом авторов почти одновременно [1-4] и легла в основу разработки метода ускорения, названного авторезонансным. Своему названию метод обязан тому, что резонанс между частицей и электромагнитной волной, будучи выполненным однажды, поддерживается автоматически в дальнейшем, несмотря на увеличение энергии частицы. Это объясняется тем, что при фазовой скорости волны, равной скорости света ($v_p = c$ или $\beta_p = 1$), часть импульса, приобретаемого частицей, благодаря действию магнитного поля волны передается в продольное движение таким образом, что эффекты релятивистского увеличения массы частицы и доплеровского смещения частоты взаимно компенсируют друг друга. В результате этого возникают условия для непрерывного поддержания синхронизма между движущейся с ускорением частицей и электромагнитной волной. Траекторией движения частицы в этом случае является спираль с нарастающим радиусом и шагом.

Экспериментальная проверка возможности осуществления резонансного ускорения проводилась на установке с использованием гладких волноводных структур прямоугольного поперечного сечения, когда $\beta_p > 1$ [5]. Ее результаты и дальнейшие теоретические исследования [6] показали, что в этих условиях авторезонансное взаимодействие между волной и частицей нарушается. Процесс становится периодическим и энергия частицы в конечном счете не увеличивается: на одних участках она будет ускоряться, а на других тормозиться. Максимальная величина участка, на котором происходит ускорение z_{\max} , зависит от фазовой скорости волны и может быть определена из литературы [5].

Длительное взаимодействие электромагнитной волны с электроном, находящимся во внешнем магнитном поле, происходит при выполнении условия [1] $\omega_{\text{эф}} = \omega_H$ или

$$\gamma(1 - \beta_z/\beta_p) = \frac{eH}{m_0c\omega} = \text{const}, \quad (1)$$

где $\omega_{\text{эф}}$ — эффективная частота, с которой волна действует на электрон в лабораторной системе координат; $\omega_{\text{эф}} = \omega(1 - \beta_z/\beta_p)$; $\beta_z = v_z/c$, $\beta_p = v_p/c$ — приведенные скорости соответственно электрона и электромагнитной волны; ω — частота волны; ω_H — циклотронная частота; H_0 — напряженность внешнего магнитного поля; γ — релятивистский фактор.

Из (1) видно, что если $\beta_p > 1$, то для выполнения длительного резонансного условия передачи энергии от волны к частице необходимо изменить либо напряженность внешнего магнитного поля, либо фазовую скорость, либо частоту волны.

В [7,8] экспериментальным путем реализовано ускорение электронов волной H_{111} цилиндрического резонатора в магнитном поле, "резонансно" нарастающем во времени. Результатом этих исследований явилось создание циклического ускорителя. Однако осуществить вывод частиц из такой установки технически сложно и в настоящее

время ее используют в качестве источника синхронного излучения в области вакуумного ультрафиолета [8].

Если β_p и ω оставлять постоянными, что проще на практике, то подбором закона изменения магнитного поля вдоль траектории электрона можно достигнуть того, чтобы электронов находилась все время в фазе с волной и взаимодействие между ними продолжалось достаточно долго. В работе [9] показано, что для получения такого режима необходимо, чтобы магнитное поле увеличивалось пропорционально энергии электрона γ : например, H_0 может линейно возрастать в направлении распространения электромагнитной волны. В этом случае траектория движения электронов представляет собой спираль постоянного радиуса, но с возрастающим шагом [10].

Прежде чем остановиться на результатах исследований, отметим, что основные расчетные соотношения для авторезонансного ускорения в нарастающем магнитном поле приведены в [9,10], а подробное описание конструкции установки для проверки взаимодействия электронов с H -волнами, распространяющимися в гладких прямоугольных волноводах десятисантиметрового диапазона длин волн, изложено в работах [11,12].

Основные результаты исследований

Т е о р и я и р а с ч е т ы. В [10] показано, что движение заряженной частицы около равновесной траектории будет устойчивым, если $\sin \varphi_s > 0$. Рассмотрим, как зависят области равновесных фаз φ_s в десятисантиметровом диапазоне длин волн в зависимости от значений начальной энергии γ_n , фазовой скорости волны β_p и напряженности электрического поля e_0 (здесь и далее

$$e_0 = \frac{eE_0}{m_0c} J_1'(\kappa r_s),$$

где E_0 — напряженность электрического поля волны, J_1' — производная функции Бесселя по r , $\kappa^2 = k^2 - k_z^2$, $k = 2\pi/\lambda$ — волновой вектор).

Результаты вычислений областей равновесных фаз φ_s представлены на рис. 1–3.¹ Рассмотрим начальные участки зависимостей φ_s от γ , полученные при $\gamma_n = 1.16$ и $e_0 = 0.1$ ($E_0 = 50$ кВ/см). Из рис. 1 видно, что для $\beta_p = 1.46$ при $\gamma_n < 1.2$ устойчивости нет уже при энергии инжекции. Однако с увеличением γ устойчивость повышается. Аналогичным образом происходит ускорение $\beta_p = 1.2$, для которого устойчивость наступает, когда $\gamma \geq 1.3$. Необходимо отметить, что положения фазовых областей по оси абсцисс и их форма не зависят от начальной энергии электронов и с увеличением γ_n их начала сдвигаются вправо, как это показано на рис. 2.

Для одной и той же начальной энергии γ_n существует несколько областей равновесных фаз φ_s , обеспечивающих непрерывное взаимодействие электрона с электромагнитной волной. На рис. 2 представлены области таких устойчивых равновесных фаз от энергии γ . Положения фазовых областей по оси абсцисс и их форма слабо зависят от начальной энергии электронов γ_n . Однако с увеличением фазовой скорости волны первая область равновесных фаз уменьшается и становится

¹ Методика расчета устойчивых равновесных фаз выходит за рамки данной экспериментальной работы. Она подробно рассмотрена в [10] а также в [11,12].

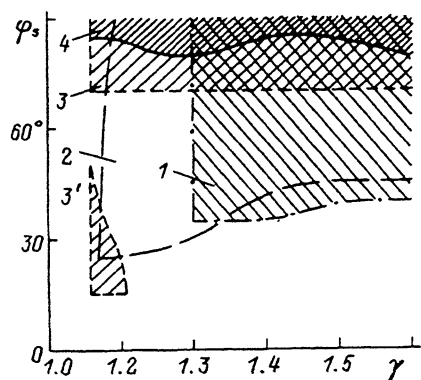


Рис. 1. Начальные участки областей устойчивых равновесных фаз для $\gamma_n = 1.16$ и $\epsilon_0 = 0.1$ ($E = 50$ кВ/см).
 1 — $\beta_p = 1.20$, 2 — 1.46, 3-3' — 2.00, 4 — 3.00.

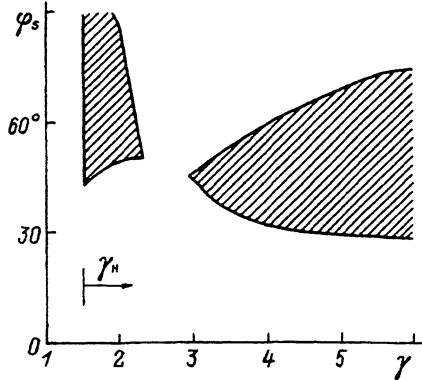


Рис. 2. Зависимость устойчивой равновесной фазы частицы φ_s от энергии γ для $\beta_p = 1.46$, $\gamma_n = 1.50$ и $\epsilon_0 = 0.1$.
 Стрелкой отмечено направление смещения области фазовой устойчивости при увеличении начальной энергии частицы γ_n .

все менее пригодной для получения высокоэнергетических электронов и при $\beta_p = 3$ фактически исчезает совсем (рис. 3). Одновременно с ростом β_p падает и эффективность ускорения, так как амплитуда ускоряющего электрического поля пропорциональна $\cos \varphi_s$. Изменение фазы равновесной частицы фактически равносильно изменению напряженности электрического поля и тем самым значительно влияет на длину ускоряющего участка (рис. 4).

Уменьшение напряженности электрического поля при одних и тех же начальных условиях повышает устойчивость ускорения. За счет уменьшения E до 25 кВ/см можно добиться слияния двух фазовых областей в одну и тем самым обеспечить устойчивость ускорения частиц в широком диапазоне энергий. Природа этого явления связана с тем, что в момент захвата электронов в режим ускорения частицы совершают радиальные колебания, амплитуда которых зависит от вели-

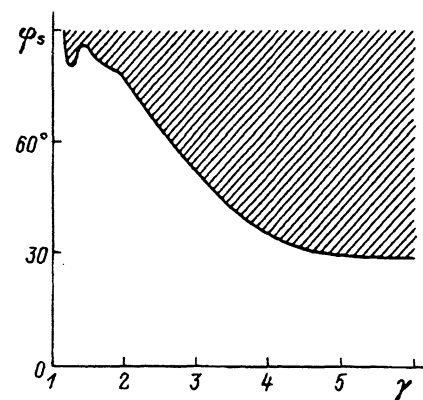


Рис. 3. Зависимость устойчивой равновесной фазы частицы φ_s от энергии γ для $\beta_p = 3.00$, $\gamma_n = 1.16$ и $\epsilon_0 = 0.1$.

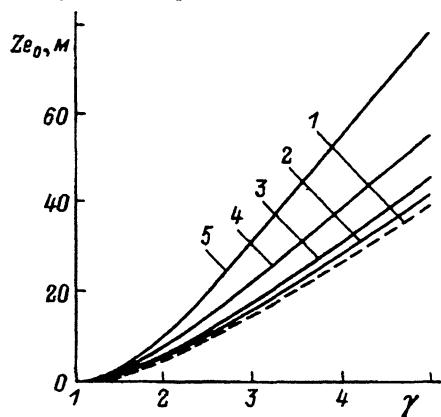


Рис. 4. Зависимость длины ускоряющего участка Ze от энергии частицы γ для $\beta_p = 1.46$ и $\gamma_n = 1.16$.
 1 — $\varphi_s = 0$, 2 — ± 30 , 3 — ± 45 , 4 — ± 60 , 5 — $\pm 75^\circ$.

чины импульса, получаемого в результате взаимодействия с электромагнитной волной. При этом чем больше E , тем больше и амплитуда радиальных колебаний, что в конечном итоге приводит к нарушению режима ускорения.

Таким образом, из рассмотрения режима ускорения следует одно важное противоречие: прирост энергии электрона зависит от величины напряженности электрического поля ускоряющей волны, однако ее увеличение приводит к нарушению режима устойчивого ускорения. Эти обстоятельства затрудняют экспериментальную проверку авторезонансного метода ускорения. Кроме того, имеющаяся экспериментальная база вносит также определенные ограничения на выбор основных параметров установки для детального изучения процесса взаимодействия электронного пучка с электромагнитной волной.

Результаты эксперимента. Необходимо отметить, что вся теория авторезонансного метода ускорения электронов [1-4,10] рассмотрена для цилиндрической системы координат. По этой причине, строго говоря, для экспериментальной проверки метода ускорения необходимо использовать волну H_{11} цилиндрического волновода. Однако на практике удобнее проводить исследования с волной типа H_{10} прямоугольного волновода. В этом случае в области взаимодействия с электронным пучком распределения электрических полей в обоих случаях оказываются практически одинаковыми, а использование волновода прямоугольного сечения позволяет существенно уменьшить трудоемкость изготовления и настройки установки за счет использования стандартных волноводов и измерительной аппаратуры. Правильность такой замены впервые была показана в однородном магнитном поле [5], а затем получила дополнительное подтверждение в ходе предварительных экспериментов в нарастающем магнитном поле. Наблюдалось не только качественное, но и количественное совпадение результатов экспериментов. Расхождения лежали в пределах погрешности измерений. По этой причине в дальнейшем мы отказались от проверки взаимодействия электронов с волной H_{11} цилиндрического волновода, которая оказалась также очень критичной к появлению эллиптичности волновода и при ее образовании произвольным образом изменяла направление поляризации. Такая замена волны H_{11} на волну H_{10} оказывается непринципиальной и при расчетах равновесных фаз (рис. 1-3).

Упрощенная схема установки для изучения резонансного взаимодействия электронов с H -волнами в нарастающем магнитном поле представлена на рис. 5, а подробное описание как всего устройства, так и отдельных его узлов приведено в [11]. Перейдем непосредственно к рассмотрению результатов эксперимента. Путем изменения градиента магнитного поля вдоль направления распространения электромагнитной волны можно обеспечить процесс непрерывного ускорения электронов по длине ускоряющего волновода. Косвенным подтверждением этого служит зависимость мощности γ -излучения от длины области магнитного поля, показанная на рис. 6. Измерения выполнены в области главного лепестка диаграммы направленности излучения у стенок ускоряющего волновода 2 (рис. 5) на расстоянии, при котором величина внешнего магнитного поля составляет приблизительно половину от своего максимального значения. Из рис. 6 видно, что непрерывное увеличение энергии электронов по длине ускорителя происходит независимо от того, является ли высокочастотная волна бегущей или

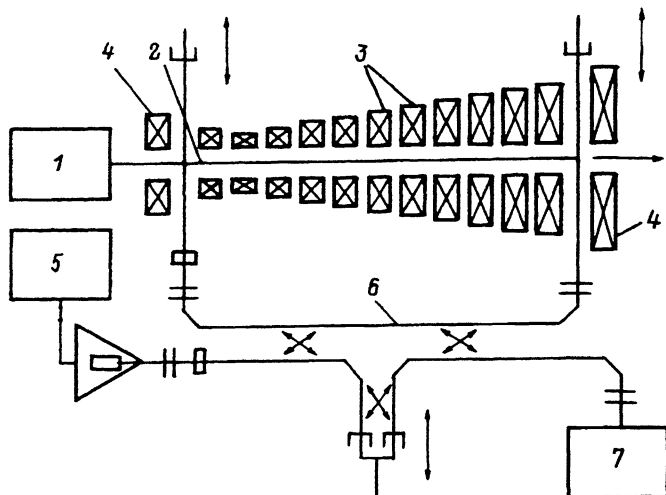


Рис. 5. Упрощенная блок-схема для ускорения электронов бегущей волной с $\beta_p = 1.46$.

$\lambda = 10.5$ см, поперечные размеры волновода 72×44 мм; 1 — электронная пушка; 2 — ускоряющий волновод, являющийся частью резонатора бегущей волны [11]; 3 — секции соленоида; 4 — корректирующие катушки; 5 — вакуумный насос; 6 — направленный ответвитель для связи резонатора бегущей волны с волноводным трактом; 7 — магнетронный СВЧ генератор.

стоячей. Более важным является показатель напряженности электрического поля и при $E_2 > E_1$ темпы прироста энергии возрастают.

На выходе волноводов с поперечными размерами 60×44 ($\beta_p = 2.00$) или 72×44 мм ($\beta_p = 1.46$) регистрируются трубчатые электронные пучки, имеющие радиус ~ 1.2 см при толщине кольца 1.2 см. При максимальной мощности магнетронного генератора, равной 1.3 МВт, величина ускоренного тока составляла ~ 0.12 – 0.15 мА в импульсе длительностью ~ 0.8 мкс при частоте повторения 50 Гц. Максимальная энергия на выходе не превышала 800 – 850 кэВ. Величина инжектируемого тока при этом составляла ~ 2.0 – 2.5 А, а напряжения инъекции ~ 120 кВ [11].

В таком режиме работы ширина максимума спектра ускоренных электронов на половинном уровне составляла ~ 6 – 8% . Соотношения между энергиями вращательного и поступательного движения в зависимости от β_p и E приведены в таблице, из которой видно, что при увеличении фазовой скорости волны увеличивается вращательная энергия электронов, так как в этом случае для выполнения условия (1) необходимо более сильное магнитное поле (до 3 вместо 2 кЭ) вдоль траектории электронов. Радиус равновесной орбиты при этом изменяется незначительно (5 – 10%). Однако при $\beta_p = 1.46$ и $E > 40$ кВ/см наблюдается “раздвоение” электронного пучка вследствие снижения устойчивости ускорения (рис. 1, 2). Для $\beta_p = 2.00$ такое “раздвоение” пучка не происходило из-за малого значения напряженности ускоряющего поля (в случае стоячей волны последнюю необходимо представить в виде суперпозиции двух волн: подающей и отраженной).

Широкий разброс ускоренных электронов по энергиям, а также “раздвоение” электронного потока обусловлены в первую очередь по-

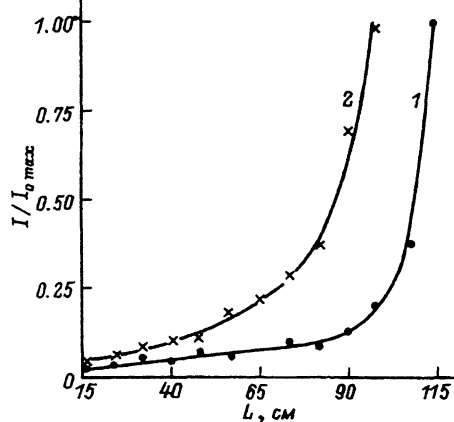


Рис. 6. Зависимости мощности γ -излучения от длины L области внешнего магнитного поля для волноводов с $\beta_p = 2.00$.

1 — режим бегущей волны; 2 — режим стоячей волны для значений E , приведенных в таблице.

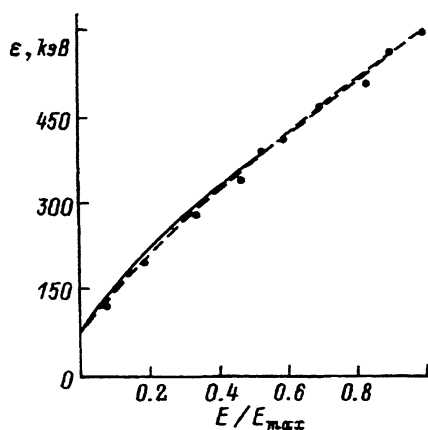


Рис. 7. Максимальная продольная энергия ускоренных электронов, полученная в десятисантиметровом диапазоне длин волн ($z = 1$ м, $P = 1.3$ МВт, $\tau = 0.8$ мкс, $f = 50$ ГГц, $I = 0.12$ мА, $\gamma_n = 1.20$) в зависимости от напряженности электрического поля стоячей волны ($\beta_p = 2.00$).

Сплошная кривая — расчет, штриховая — эксперимент.

явлением одной области равновесных фаз в диапазоне низких энергий (рис. 1).

Обратимся к таблице, из которой видно, что при $\beta_p = 2.00$ в режиме стоячей волны и более высокой напряженности электрического поля прирост энергии электронов в ~ 1.5 раза выше, чем в режиме бегущей волны. Однако соотношения между энергиями вращательного и поступательного движений на столь коротком участке ускорения ($z \sim 1$ м) остаются приблизительно постоянными ($\epsilon_{\perp}/\epsilon_{\parallel} \approx 1.5$). При этом в обоих режимах $\epsilon_{\perp} > \epsilon_{\parallel}$, что затрудняет использование на практике пучка ускоренных электронов (здесь и далее ϵ_{\perp} — энергия, рассчитанная по величине внешнего магнитного поля на выходе ускоряющего волновода; ϵ_{\parallel} — энергия, измеренная по прохождению электронов через алюминиевые фольги в направлении z или определенная по глубине окрашивания кристаллов KCl [11]). При уменьшении же β_p с 2.00 до 1.46 соотношения между энергиями изменяются и здесь, наоборот, $\epsilon_{\parallel} > \epsilon_{\perp}$. Таким образом, ускорение электронов электромагнитной волной с более низкой фазовой скоростью имеет два преимущества. С

β_p	Режим работы	E , кВ/см	ϵ_{\perp} , кэВ	ϵ_{\parallel} , кэВ
1.46	Бегущая волна	55	500	600
2.00	» »	20-23	450	300
	Стоячая волна	92	650-675	500

Примечание. ϵ_{\perp} и ϵ_{\parallel} — энергия вращательного и поступательного (вдоль волновода) движений электронов соответственно.

одной стороны, повышается устойчивость при ускорении заряженных частиц (рис. 1). С другой стороны, обеспечивается более высокий прирост их энергии поступательного движения (см. таблицу). Что касается режимов бегущей или стоячей волн, то их выбор для ускорения оказывается непринципиальным, хотя второй режим в конструктивном отношении значительно проще резонатора бегущей волны (рис. 5). Кроме того, он исключает применение катушек на выходе ускорителя для коррекции линейного закона распределения магнитного поля, что значительно упрощает настройку системы в авторезонанс.

Величина энергии электронов на выходе установки пропорциональна напряженности электрического поля. Экспериментальная и расчетная зависимости, приведенные на рис. 7, находятся в хорошем согласии между собой. При $E < 40 \text{ кВ/см}$ наблюдается устойчивый авторезонанс между спиралеобразным электронным потоком и волной H_{10} в гладком волноводе прямоугольного сечения.

В ы ы о д ы. Таким образом, на практике можно обеспечить длительное взаимодействие электронов с волной типа H_{10} прямоугольного волновода, распространяющейся в нарастающем магнитном поле, и тем самым реализовать авторезонансный механизм ускорения заряженных частиц.

Для рассматриваемого типа ускорения существует узкая область равновесных фаз, обеспечивающая длительное взаимодействие электронов с электромагнитной волной, которая заметно сокращается при увеличении β_p . Устойчивость ускорения сильно зависит также от величины напряженности электрического поля электромагнитной волны. Так, при $\beta_p = 1.46$ существует ограничение ($E \lesssim 40 \text{ кВ/см}$), обеспечивающее авторезонанс между электроном и волной.

Автор считает приятным долгом выразить благодарность А.Н. Диденко за предоставленную тему исследований и научное руководство работой и В.К. Кононову за консультации при выборе режимов ускорения, а также Ю.Г. Юшкову за постоянный интерес к работе и активную помощь в экспериментах, Ю.Г. Штейну за настройку СВЧ системы на низком уровне мощности и Н.М. Филипенко за помощь в расчетах областей устойчивых равновесных фаз.

Список литературы

- [1] Давыдовский В.Я. //ЖЭТФ. 1962. Т. 43. Вып. 3(9). С. 886–888.
- [2] Коломенский А.А., Лебедев А.Н. // ДАН СССР. 1962. Т. 145. № 5. С. 1259–1261.
- [3] Коломенский А.А., Лебедев А.Н. // ЖЭТФ. 1963. Т. 44. Вып. 2. С. 261–269.
- [4] Коломенский А.А., Лебедев А.Н. // ЖЭТФ. 1966. Т. 50. Вып. 4. С. 1101–1106.
- [5] Воробьев А.А., Диденко А.А., Ишков А.П. и др. // Атомная энергия. 1967. Т. 22. № 1. С. 3–6.
- [6] Jory H.R., Trivelpiece // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39. N 7. P. 3053–3059.
- [7] Грызлов А.В., Панасюк В.М., Рыжков В.М. и др. // Тр. II Всесоюз. совещания по ускорителям заряженных частиц. М.: Наука, 1972. Т. 1. С. 170–172.
- [8] Панасюк В.С., Хромченко В.В. // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 4. С. 745–747.
- [9] Воронин В.С., Кононов В.К. //ЖТФ. 1970. Т. 40. Вып. 1. С. 160–163.
- [10] Диденко А.Н., Кононов В.К. // Атомная энергия. 1971. Т. 30. № 1. С. 50.
- [11] Протасевич Е.Т. // ПТЭ. 1994. № 1. С. 47–53.
- [12] Протасевич Е.Т. Автореф. канд. дис. Томск, 1973. 12 с.