

10;12

Многофункциональное устройство для невозмущающей фотоэлектронной диагностики пучка высокоэнергетических ионов H^-

© А.С. Артемов, В.В. Анциферов

Объединенный институт ядерных исследований,
141980 Дубна, Московская область, Россия
E-mail: artimov@moonhe.jinr.ru

(Поступило в Редакцию 8 июля 1999 г. В окончательной редакции 8 февраля 2000 г.)

Кратко изложен предложенный ранее одним из авторов метод невозмущающей фотоэлектронной диагностики пучка отрицательных ионов высокой энергии. Детально описано разработанное многофункциональное устройство для реализации метода на линейных участках канала транспортировки релятивистских ионов H^- . В данном устройстве зондирующие пучок фотонные мишени формируются диафрагмированием поляризованного излучения Nd: ИАГ лазера. Распределения ионов по энергии (импульсу), в поперечном и продольном фазовых пространствах оперативно определяются по пространственным распределениям фотоэлектронов на соответствующих детекторах после 180° -го магнитного анализатора с однородным полем.

Введение

В современных ускорительно-накопительных комплексах широко используется перезарядный метод управления потоками частиц. Формируя внутренние перезарядные мишени на различных участках канала транспортировки пучка, можно существенно влиять на распределение частиц в фазовом пространстве и характер их движения во внешних электромагнитных полях, а также осуществлять удобную для физических экспериментов разводку пучков высоких энергий [1]. Наибольшая эффективность метода достигается при использовании отрицательных ионов на начальном этапе транспортировки пучка и невозмущающей диагностики его параметров. В зависимости от решаемой задачи выбирается внутренняя мишень с такими характеристиками, чтобы пучок после нее содержал необходимое количество представляющих интерес вторичных частиц. В качестве перезарядных, а также зондирующих пучок диагностических мишеней при этом используются как корпускулярные, так и фотонные внутренние мишени (см., например, [2–11]).

Под невозмущающими методами диагностики обычно подразумеваются такие способы получения информации, когда вносимыми при измерении возмущениями пучка можно пренебречь. На линейных участках канала транспортировки интенсивных пучков высокоэнергетических ионов данное условие в сочетании с требованием компактности диагностического устройства весьма актуально. При этом наиболее компактные и многофункциональные устройства могут быть разработаны при использовании вторичных электронов в качестве носителей информации о характеристиках пучка.

Широкие возможности диагностики пучка частиц с электронной структурой открываются при его зондировании фотонной мишенью. Высокая монохроматичность и направленность лазерного излучения, относительная простота управления им в пространстве позволяют эффективно использовать доплер-эффект для избиратель-

ного воздействия на определенные квантовые состояния иона высокой энергии и рождения при этом электронов (электронов фотоионизации или фотообдирки), позволяющих осуществлять диагностику пучка с требуемой точностью. Примером этого является предложенный одним из авторов в 1984 г. метод фотоэлектронной диагностики пучка (ФЭДП) отрицательных ионов, детально описанный применительно к H^- в [12,13]. Он основан на использовании электронов, рождающихся в результате однофотонной обдирки части ионов вблизи порога ε_i . При этом точность, с которой электрон повторяет энергию (в а.е.), и направление импульса "своего" иона в лабораторной системе отсчета определяются выражениями

$$\frac{\Delta E_e}{E_e} = W_e \frac{2\beta\gamma}{(\gamma-1)} \sqrt{\frac{2(\hbar\omega - \varepsilon_i)}{m_e C^2}},$$

$$\Delta\Theta_{e[\text{rad}]} = W_\Theta \frac{2}{\gamma\beta} \sqrt{\frac{2(\hbar\omega - \varepsilon_i)}{m_e C^2}}, \quad (1)$$

где $E_e = E_i(m_e/M_i)$, m_e и M_i — массы покоя электрона и иона соответственно, E_i — кинетическая энергия иона, C — скорость света, β и γ — релятивистские параметры пучка, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, $\omega = \omega_0\gamma(1-\beta\cos\eta)$, ω_0 — частота фотона в лабораторной системе отсчета, η — угол между импульсами иона и фотона.

Величины $W_e \leq 1$ и $W_\Theta \leq 1$ в общем случае зависят от ω_0 , направления плоскости поляризации поглощаемого фотона, угла η , начального и конечного квантовых состояний электрона и матричного элемента перехода при фотоионизации иона [14]. Минимальная величина $\hbar\omega - \varepsilon_i$, которую можно реализовать для пучка ионов, определяется в основном разбросом по величине $(\Delta\beta)$ и направлению $(\Delta\Theta_i)$ их скорости и выбирается такой, чтобы сечение околпороговой фотообдирки $\sigma(\omega) \propto (\hbar\omega - \varepsilon_i)^q$ ($q = 3/2$ и $1/2$ для электронов в s - и p -квантовых состояниях соответственно) [15] было

δX между мишенями определяется условием перекрытия распределений электронов от них на детекторе D_{e1} . Данное расположение мишеней в пространстве сводит к минимуму взаимное влияние углового и энергетического спектров электронов на их распределение вдоль оси X_d в фокальной плоскости анализатора. Численное моделирование влияния его геометрии, юстировки и краевых полей по оптимизированной программе Transport(Turtle) показало [12], что в этом случае распределение электронов на детекторе D_{e1} вдоль оси X_d описывается выражением

$$X_d = A \cdot X + B \cdot X', \quad (3)$$

где параметры A и B определяются только характеристиками выбранного анализатора.

Распределение ионов в $(X'X)$ -фазовой плоскости, X -профиль пучка и его поперечный эмиттанс могут быть определены по измеренным вдоль оси X_d пространственным распределениям потоков электронов при контролируемых характеристиках фотонных мишеней (определяющих вероятность рождения электрона), их угловой ориентации и положения в пространстве по оси X . Данный контроль осуществляется n -канальным щелевым детектором $D_{\gamma n}$, где n — число формирующих диафрагм.

По результатам численного моделирования определены оптимальные характеристики устройства, при которых обеспечивается достаточная точность измерения параметров пучка. В частности, для невозмущающей диагностики пучка ионов H^- с энергией $E_{H^-} = 600$ MeV, $\Delta\beta/\beta \approx \pm 10^{-3}$ и $\Delta\Theta_i \approx \pm 10^{-3}$ rad разработано устройство с $R = 200$ mm, $L_m = 60$ mm, $d \approx \Delta X \approx \Delta Y \approx 0.1$ mm, $\delta X \approx 1.5$ mm, расчетными параметрами $A = 1$ и $B = 0.072$ cm/mrad, $\Delta Z_m \leq 1$ mm для фазового анализа с $\delta\Psi \approx \pm 1^\circ$ и $\Delta Z_m \leq 10$ mm для измерения распределений в $(X'X)$ -фазовом пространстве и по энергии (импульсу) [17]. Величина магнитного поля анализатора электронов ($E_e = 327$ keV) при этом составляет $H = 110$ Oe. Неточности юстировки и изготовления анализатора приводят к отклонению параметров A , B и дисперсии от расчетных и могут быть учтены при его калибровке тестовым электронным пучком. Точность соответствия распределений ионов и электронов фотообдирки по угловой координате $\Delta X' \approx 5 \cdot 10^{-5}$ rad и относительной энергии $\Delta E_e/E_e \approx 3 \cdot 10^{-2}\%$ достигается на оптимально поляризованных фотонных мишенях при $\eta = 41 \pm 0.5^\circ$. Они формируются диафрагмированием излучения Nd: ИАГ лазера ($\hbar\omega_0 = 1.17$ eV) со средней импульсной плотностью мощности $I_{\gamma|L} \leq 30$ kW/cm² в лабораторной системе отсчета. С учетом результатов работ [13,18,19] при измерении поперечного эмиттанса пучка с максимальной точностью ($W_\Theta \approx 1/8$) плоскость поляризации фотонов должна быть параллельна плоскости пересечения ионного и фотонного пучков, а при измерении спектра ионов по энергии (импульсу) и продольного эмиттанса — перпендикулярна ей ($W_e \approx 1/5$). Следует отметить, что выбранный угол

между импульсами ионов и фотонов близок к величине $\eta_b = \arccos(\beta) \approx 38^\circ$, при которой происходит фотообдирка в минимальном фазовом интервале (лазерный луч перпендикулярен пучку ионов в системе центра масс). Разработанный лазер [20] излучает в удобном для диагностики квазинепрерывном режиме генерации с длительностью равномерной части импульса $\tau_\gamma \approx 250-500$ μ s, частотой $f_\gamma \approx 1/5$ Hz и угловой расходимостью излучения $\alpha_\gamma \approx 2 \cdot 10^{-4}$ rad. Специальное электронное устройство включает лазер согласованно с пучком ионов ($\tau_i \approx 100$ μ s, $f_i = 1, 100$ Hz) во времени и обеспечивает перекрытие импульсов на участке практически постоянной мощности излучения. Оптимальное согласование импульсов лазера во времени осуществляется регулировкой опережения поджига. Излучение синхронизируется с любым источником, имеющим сервисный таймер произвольной частоты $f \leq 2 \cdot 10^5$ Hz и длительностью импульсов, кратной 10 μ s. Частота повторения импульсов лазера определяется временем релаксации наведенных остаточных тепловых деформаций кристалла граната, приводящих к расфокусировке и падению интенсивности излучения в зоне взаимодействия [21]. Для уменьшения радиационного воздействия на активный элемент лазера конструктивно предусмотрен вариант его размещения в подвальном помещении под ускорителем и транспортировки излучения до диагностического устройства с помощью зеркал. Это также упрощает доступ к отдельным элементам лазера в случае его эксплуатации при работающем ускорителе. В зависимости от выбранного режима работы устройства при дистанционном механическом вращении зеркал поляризованное излучение выборочно подается на одну из двух диафрагмирующих систем (D_1 или D_n) для формирования мишени с нужной пространственной ориентацией. Практически 100%-ная поляризация достигается при помощи стопы клиновидных стеклянных пластинок, расположенной в плоском резонаторе лазера под углом Брюстера к его оси. Поворот плоскости поляризации на угол $\pi/2$ (при изменении режима работы устройства) производится введением кварцевой полуволновой пластины, расположенной на выходе лазера. Направление и степень поляризации излучения могут периодически контролироваться анализатором и фотодиодом с осциллографом. Для более оперативной работы устройства в разных режимах (см. рисунок, *a, b*) могут использоваться два поочередно включаемых лазера с требуемыми пространственными ориентациями излучения и его поляризации.

Необходимая для измерений величина мощности одной ленточной мишени $P_{\gamma|L}$ [W] в лабораторной системе отсчета определяется условием выделения электронов от однофотонной обдирки ионов из потока фоновых электронов, имеющих такую же среднюю энергию. Они рождаются при взаимодействии ионов H^- с компонентами остаточного газа (см., например, [22]), а также в результате двухфотонной обдирки [19] и лоренцевой диссоциации ионов в магнитом поле диполей.

Влиянием остаточного газа можно пренебречь при выполнении условия

$$\frac{P_{\gamma|L}\sigma(\omega)(1 - \beta \cos \eta)}{4.8 \cdot 10^{-9} \hbar \omega_0 \sin \eta \beta \Delta l} \geq 3 \cdot 10^{16} \nu_e \nu_r \sigma_{-1b} P_b l_b, \quad (4)$$

где ν_e — кратность превышения плотности потока информативных электронов над фоновыми на детекторе; ν_r — коэффициент линейного уширения изображения фотонной мишени в фокальной плоскости анализатора из-за разброса электронов по углу и импульсу (зависит от типа анализатора); $\sigma_{-1b} = \sigma_{-10|b} + \sigma_{-11|b}$ — среднее сечение обдирки ионов H^- на компонентах остаточного газа [cm^2]; P_b — давление остаточного газа [Торг]; l_b — эффективная длина, с которой фоновые электроны попадают на детектор [см]; Δl — поперечный к плоскости пересечения потоков фотонов и ионов H^- размер мишени (ΔX или ΔY) [см]; $\sigma^{(1)}(\omega) = 2 \cdot 10^{-16} (\hbar \omega - \varepsilon_t)^{3/2} (\hbar \omega)^{-3}$ [cm^2] — сечение однофотонной обдирки иона H^- вблизи порога [23–25]. При $\nu_e \nu_r \approx 10^2$, $\sigma_{-1b} \approx 6 \cdot 10^{-19} \text{cm}^2$, $l_b \approx 25 \text{cm}$ (расстояние между магнитом $M1$ и анализатором MA), $\Delta l \approx 10^{-2} \text{cm}$ и $P_b \approx 5 \cdot 10^{-8}$ Торр получаем $P_{\gamma|L} \geq 130 \text{W}$. Это соответствует необходимой плотности мощности излучения лазера $I_{\gamma|L} \geq 20 \text{kW/cm}^2$ при измерении профиля, поперечного эмиттанса и спектра ионов по энергии (импульсу) с помощью ленточных фотонных мишеней длиной $l_\gamma \approx 6 \text{mm}$. Для фазового анализа и измерения продольного эмиттанса при поперечном сечении зондирующей мишени $0.1 \times 0.5 \text{mm}$ соответственно получаем $I_{\gamma|L} \geq 260 \text{kW/cm}^2$. Такое увеличение плотности мощности излучения используемого лазера может быть достигнуто с помощью телескопа, уменьшающего в 3–4 раза поперечный размер пучка фотонов. При этом увеличивается угловая расходимость излучения, однако она остается в несколько раз меньше величины $\Delta \Theta_i$.

Используя полученные в работе [19] результаты, для выбранных значений η , $\Delta \beta$ и $\delta \Theta_i$ нетрудно оценить плотность мощности лазерного излучения в системе покоя ионов $I_{\gamma|\max} \approx 10^{10} \text{W/cm}^2$, при которой информация о параметрах пучка заметно искажается из-за двухфотонной обдирки. Для сравнения следует отметить, что при доминирующей роли этого фонового канала рождения электронов на диагностической мишени точность измерения параметров пучка ухудшится до значений $\Delta X'_{\text{cr}} \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{rad}$ и $\Delta E_e/E_e|_{\text{cr}} \approx 2 \cdot 10^{-3}$.

Характерное время жизни ионов H^- в собственной системе отсчета при их движении через магнитное поле \mathbf{H} можно оценить с помощью выражения [26,27]

$$\tau(F)[s] \approx (8 \cdot 10^{-14}/F) \exp(42.6/F), \quad (5)$$

где $F[\text{MV/cm}] = 0.3\gamma|[\beta \times \mathbf{H}]$, а H выражено в кОе.

Нетрудно показать, что поля элементов $M1$, $M2$ и MA данного устройства весьма малы, чтобы вызвать лоренцеву диссоциацию пучка. Тем не менее через индуцируемое движением электрическое поле F они влияют на процесс фотообдирки ионов H^- высокой энергии [28].

В частности, это влияние проявляется в изменении околопорогового поведения сечения однофотонной обдирки $\sigma^{(1)}(\omega, F)$, его величины при $\hbar \omega = \varepsilon_t$ и появлении осцилляций в функциональной зависимости от энергии фотонов, превышающей порог [28–31]. Величина данных эффектов максимальна при поляризации излучения, параллельной электрическому полю (π -поляризация), и может быть оценена с помощью выражения [30]

$$\sigma^{(1)}(\omega, F) \approx \begin{cases} 0.16 \cdot 10^{-17} \frac{F}{(\hbar \omega)^3} \times \\ \times \exp[-68.3(\varepsilon_t - \hbar \omega)^{3/2}/F] \\ \text{при } \hbar \omega < \varepsilon_t, \\ \\ \frac{21.5 \cdot 10^{-17}}{(\hbar \omega)^3} \{ (\hbar \omega - \varepsilon_t)^{3/2} + \\ + 0.015F \cos[68.3(\hbar \omega - \varepsilon_t)^{3/2}/F] \} \\ \text{при } \hbar \omega > \varepsilon_t, \end{cases} \quad (6)$$

где $\hbar \omega$ и ε_t выражены в электронвольтах, а F — в MV/cm .

Плавный переход между приведенными зависимостями и более точное поведение сечения $\sigma^{(1)}(\omega, F)$ в области $\hbar \omega \sim \varepsilon_t$ описывается табулированной функцией, которая дает промежуточный результат между значениями (6) при $\hbar \omega = \varepsilon_t \pm 0$. Формируемая диагностическая мишень является π -поляризованной в варианте измерений по схеме рисунка, *a* и имеет соответствующую проекцию вектора поляризации на поле \mathbf{F} в режиме работы устройства, представленном на рисунке, *b*. В соответствии с (6) для выбранных η и H сечение увеличивается на $\approx 20\%$. Если в качестве нового порога фотообдирки ионов H^- в поле F принять энергию фотонов $\hbar \omega_F = \varepsilon_t - \Delta \varepsilon_{t|F}$, при которой $\sigma^{(1)}(\omega_F, F) \approx 0.1 \sigma^{(1)}(\varepsilon_t/\hbar, F)$, то получим значение $\Delta \varepsilon_{t|F}[\text{eV}] \approx 0.1(F[\text{MV/cm}])^{3/2}$. С учетом значений $W_\Theta \approx 1/8$, $W_e \approx 1/5$ и фотообдирки пучка в краевом поле анализатора (см. рисунок) уменьшение порога на эту величину приведет к ухудшению точности измерений на $\leq 25\%$. При необходимости отмеченные изменения можно устранить соответствующей корректировкой угла η . В настоящее время отсутствует информация о влиянии внешних электрического и магнитного полей на угловые и энергетические распределения электронов при однофотонной обдирке ионов H^- в лабораторной системе отсчета. Это связано со сложностью описания данного процесса в системе покоя иона при различной пространственной ориентации полей и вектора поляризации фотонов. Однако в нашем случае направление поля \mathbf{F} относительно плоскости взаимодействия ионов и фотонов совпадает с условием оптимальной поляризации последних. В связи с этим можно рассчитывать, что влияние краевого поля анализатора не ухудшит предельные возможности диагностики.

Проведенный выше анализ показывает, что формируемая в устройстве фотонная мишень с $I_\gamma/I_{\gamma|L} = (\omega/\omega_0)^2 \approx 0.44$ позволяет надежно выделять информативные электроны от однофотонной обдирки

ионов H^- из фона. При этом также обеспечивается достаточно высокая точность передачи необходимой информации о пучке электронам. Относительные потери части ионов, пролетающих через область мишени при измерениях, оцениваются величиной $\approx 2 \cdot 10^{-6}$.

Для прецизионной работы устройства необходимо обеспечить контроль пространственного положения ленточных фотонных мишеней относительно осей X и Y с точностью $\delta_x \approx \delta_y \leq 1 \text{ mm}$, $\alpha_x \approx \alpha_y \leq 3 \text{ mrad}$, а также хорошую экранировку фоновых магнитных полей (H_b) и высокую точность (δH) установки необходимого магнитного поля в анализаторе $H_b \approx \delta H \leq 3 \cdot 10^{-4} H$. Контроль магнитного поля с требуемой точностью может быть осуществлен, например, с помощью датчика на аморфных элементах типа генератора Колпитса [32].

Оперативность диагностики с помощью данного устройства зависит от измеряемого параметра пучка и мощности сформированных фотонных мишеней. В частности, как показывают оценки, невозмущающее измерение спектра ионов по энергии (импульсу) или распределения в $(X'X)$ -фазовой плоскости может быть реализовано за время импульса пучка ($\tau_i \approx 100 \mu\text{s}$, $I_i \approx 50 \text{ mA}$) при $I_{\gamma/L} \approx 20 \text{ kW/cm}^2$. При этом большой ожидаемый импульсный поток электронов фотообдирки ($\sim 10^9 - 10^{10} e/s$ с одной ленточной фотонной мишени) позволяет считать данную информацию за время $\leq 10 \mu\text{s}$. Включение детектора электронов на данное время при последовательных измерениях, например, с дискретностью сдвига во времени $\approx 10 \mu\text{s}$ относительно начала импульса пучка дает возможность проследивать изменение данных параметров вдоль импульса за время порядка минуты (10 импульсов мишени). В то же время информация о распределении ионов в $(\Delta P_i/P_i, \Psi)$ -фазовом пространстве или продольном эмиттансе пучка не столь оперативна и при $I_{\gamma/L} \approx 300 \text{ kW/cm}^2$ может быть получена за время $\sim 8 \text{ min}$ (~ 100 импульсов лазера). При этом потоком фоновых электронов можно пренебречь только при включении детектора на время существования фотонной мишени. В условиях ожидаемого радиационного фона от рассмотренного пучка ионов H^- это можно реализовать, например, при использовании предложенного и детально описанного в работе [33] управляемого радиационно стойкого детектора пространственного распределения импульсного потока релятивистских электронов. Значительное уменьшение времени измерения распределений ионов H^- в продольном фазовом пространстве связано с поиском и разработкой других активных элементов лазера, допускающих его работу с повышенной частотой и генерацией излучения в нужном диапазоне длин волн, мощностей, длительности импульсов, а также с требуемой для формирования мишени угловой расходимостью.

Заключение

Описанное выше многофункциональное устройство может быть с успехом использовано для невозмущающей диагностики достаточно интенсивных релятивистских пучков ионов H^- с импульсным током в сотни

миллиампер, например в проектируемых интенсивных источниках нейтронов на основе линейных ускорителей (см., например, [4–7]). Этот вывод основан на результатах теоретического рассмотрения [34] влияния тока пучка отрицательных ионов на информацию о его характеристиках, переносимую электронами фотообдирки в однородном поле после зондирующей мишени. При этом пучок представлялся в виде "бесконечного" цилиндра с равномерно распределенной по сечению плотностью потока ионов.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность всем коллегам из Сухумского физико-технического института и Института ядерных исследований РАН (г. Троицк), которые своим творческим трудом и поддержкой оказывали помощь на различных этапах разработки данного диагностического устройства.

Список литературы

- [1] Димов Г.И., Дудников В.Г. // Физика плазмы. 1978. Т. 4. № 3. С. 692–703.
- [2] Isler R.C. // Plasma Phys. and Contr. Fusion. 1994. Vol. 36. N 2. P. 171–208.
- [3] Burgerjon J.J. // Nucl. Instr. Meth. B. 1985. Vol. 10/11. Pt 2. P. 951–956.
- [4] Martin S., Planner C.W. // Proc. 3rd Europ. Part. Accel. Conf. Berlin, 1992. Vol. 1. P. 435–437.
- [5] Jason A.J., Woods R. // Proc. 4th Europ. Part. Accel. Conf. London, 1994. Vol. 3. P. 2684–2686.
- [6] Mizumoto M., Kusano J. et al. // Proc. 18th Intern. Linear Accel. Conf. Geneva, 1996. Vol. 2. P. 592–596.
- [7] Wangler T.P., Billen J. et al. // Proc. 18th Intern. Linear Accel. Conf. Geneva, 1996. Vol. 2. P. 749–751.
- [8] Cottingham W.B., Boicourt G.P. et al. // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1985. Vol. NS-32. N 5. P. 1871–1873.
- [9] Yuan V.W., Connolly R.C. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1993. Vol. 329. N 3. P. 381–392.
- [10] Stephen L. Kramer, D. Read Moffett // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1981. Vol. NS-28. N 3. P. 2174–2176.
- [11] Connolly R.C., Sandoval D.P. // IEEE Part. Accel. Conf. San Francisco, 1991. Vol. 2. P. 1237–1239.
- [12] Artiromov A.S., Vaganov N.G. et al. // IEEE Part. Accel. Conf. San Francisco, 1991. Vol. 3. P. 1573–1575.
- [13] Artiromov A.S., Avidzba A.A., Vartazarian A.S. // Nucl. Instr. Meth. A. 1993. Vol. 328. N 3. P. 408–412.
- [14] Артемов А.С. // Автореф. докт. дис. № 13-97-353. Дубна, 1997. 35 с.
- [15] Dixit S.N., Lambropoulos P. // Phys. Rev. A. 1983. Vol. 27. N 2. P. 861–874.
- [16] Злуницын Э.С., Зыков А.И., Крамской Г.Д., Кушнир В.А. // ВАНТ. Сер. Техн. физ. экспер. 1986. Вып. 2 (28). С. 37–39.
- [17] Артемов А.С., Калягин В.А. // Диагностическое устройство (техническая документация 1.248.00.000). Сухуми: СФТИ, 1991.
- [18] Артемов А.С., Авидзба А.А. // Препринт СФТИ-90-17. М.: ЦНИИатоминформ, 1990. 13 с.
- [19] Артемов А.С., Авидзба А.А., Вартазарян А.С. // Препринт ОИЯИ. Дубна, 1996. № P9-96-146. 35 с.

- [20] Анциферов В.В., Артемов А.С., Астрахарчик Г.Ф. и др. Лазер Nd: ИАГ (техническое описание и инструкция по эксплуатации). Сухуми: СФТИ, 1991. 15 с.
- [21] Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. Термооптика твердотельных лазеров. Ленинград: Машиностроение, 1986. 199 с.
- [22] Артемов А.С. // Труды 14-го совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1995. Т. 2. С. 36–40.
- [23] Armstrong V.H. // Phys. Rev. 1963. Vol. 131. N 3. P 1132–1137.
- [24] Bryant N.C., Butterfield K.B. et al. // Proc. 7th Intern. Conf. on Atom. Phys. London, 1981. P. 29–63.
- [25] Lykke K.R., Murray K.K., Lineberger W.C. // Phys. Rev. A. 1991. Vol. 43. N 11. P. 6104–6107.
- [26] Stinson G.M., Olsen W.C. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1969. Vol. 74. N 2. P. 333–341.
- [27] Друкарев Г.Ф., Монозон Б.С. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. Вып. 3(9). С. 956–967.
- [28] Fabrikant I.I. // Phys. Rev. A. 1991. Vol. 43. N. 1. P. 258–265.
- [29] Stewart J.E., Bryant H.C. et al. // Phys. Rev. A. 1988. Vol. 38. N 11. P. 5628–5638.
- [30] Du M.L., Delos J.B. // Phys. Rev. A. 1988. Vol. 38. N 11. P. 5609–5616.
- [31] Bo Gao, Starace A.F. // Phys. Rev. A. 1990. Vol. 42. N 9. P. 5580–5593.
- [32] Uchiyama T., Mohri K. // J. Magn. Soc. Jap. 1995. Vol. 19. N 2. P. 469–472.
- [33] Артемов А.С. // Сообщение ОИЯИ. Дубна, 1997. № P13-97-247. 19 с.
- [34] Артемов А.С. // Сообщение ОИЯИ. Дубна, 1997. № P9-97-94. 6 с.