

99-182



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

99-182

P9-99-182

А.С.Артемов, В.В.Анциферов*

МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНОЕ УСТРОЙСТВО
ДЛЯ НЕВОЗМУЩАЮЩЕЙ ФОТОЭЛЕКТРОННОЙ
ДИАГНОСТИКИ ПУЧКА
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ИОНОВ H^+

Направлено в «Журнал технической физики»

*Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, Новосибирск

1999

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 на 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 неё 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 избирательного воздействия на определённые 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 (А.С.А) в 1984 г. метод фотоэлектронной диагностики пучка (ФЭДП) отрицательных ионов, детально описанный применительно к H^- , например, в работах [12,13]. Он основан на использовании электронов,

рождающихся в результате однофотонной обдирки части ионов вблизи порога ε_t . При этом точность, с которой электрон повторяет энергию (в отн. ед.) и направление импульса "своего" иона в лабораторной системе отсчета определяется выражениями:

$$\frac{\Delta E_e}{E_e} = W_e \frac{2\beta\gamma}{(\gamma - 1)} \sqrt{\frac{2(\hbar\omega - \varepsilon_t)}{m_e C^2}}; \quad \Delta\theta_{e[\text{рад}]} = W_\theta \frac{2}{\gamma\beta} \sqrt{\frac{2(\hbar\omega - \varepsilon_t)}{m_e C^2}}; \quad (1)$$

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, $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$, $\omega = \omega_o\gamma(1 - \beta \cdot \cos \eta)$, ω_o - 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_o , направления плоскости поляризации поглощаемого фотона, угла η , начального и конечного квантовых состояний электрона и матричного элемента перехода при фотоионизации иона [14]. Минимальная величина $\hbar\omega - \varepsilon_t$, 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 околопороговой фотообдирки $\sigma(\omega) \propto (\hbar\omega - \varepsilon_t)^q$ ($q = 3/2$ и $1/2$ для электронов в s- и p- квантовых состояниях соответственно)[15] было одинаковым для всех ионов

$$(\hbar\omega - \varepsilon_t)_{\min} \gg q\gamma\hbar\omega_o \{ |\Delta\beta[\beta(1 - \beta \cos \eta)\gamma^2 - \cos \eta]| + \beta \sin \eta | \Delta\theta_i | \}. \quad (2)$$

В данной работе описано разработанное многофункциональное устройство для реализации невозмущающей ФЭДП релятивистских ионов H^- на прямолинейном участке их канала транспортировки.

Схема и принцип работы диагностического устройства

Схема диагностического устройства представлена на рисунке. Вывод электронов фотообдирки из пучка ионов и анализ переносимой ими информации осуществляется одним неподвижным магнитным элементом с однородным полем (MA). Для полной компенсации незначительных пространственных и угловых возмущений ионов до и после него расположены корректирующие магниты $M1$ и $M2$. Согласованное изменение анализирующего и корректирующих полей обеспечивается последовательным соединением обмоток магнитов и общим источником тока. Межполюсное расстояние L_m выбирается достаточным для

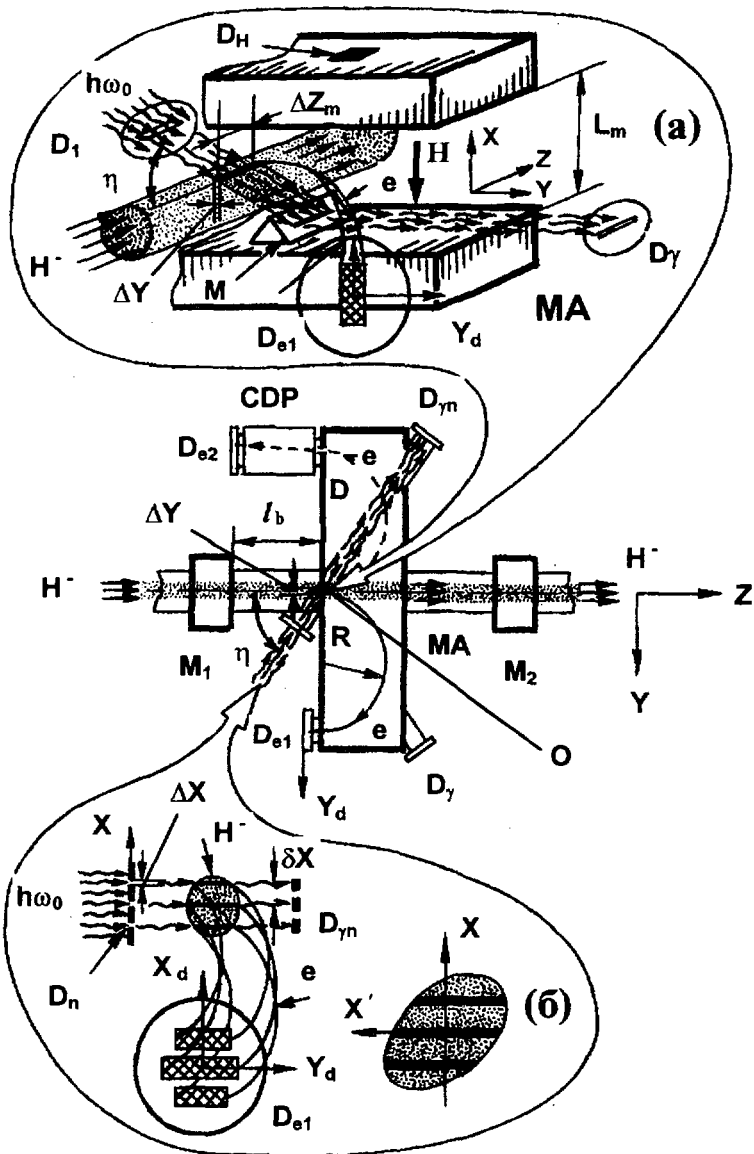


Схема многофункционального устройства для невозмущающей фотоэлектронной диагностики пучка релятивистских ионов H^- .

беспрепятственного прохождения пучка в вакуумной камере между полюсами магнита и попадания на детекторы всех электронов рождающихся на фотонных мишенях.

Измерение энергетического спектра и продольного эмиттанса пучка ионов осуществляется по известной для магнитных анализаторов схеме (рисунок,а), в которой вместо диафрагмирующей щели с помощью лазерного излучения формируется ленточная в плоскости XZ фотонная мишень O с требуемой пространственной локализацией ΔY по оси Y . Спектр ионов по энергии или импульсу восстанавливается по измеренному на детекторе D_{e1} пространственному распределению плотности потока электронов вдоль оси Y_d с учетом пространственного разрешения (d) детектора. Электроны с требуемыми для фазового анализа импульсами достаточно оперативно выделяются диафрагмой D при изменении знака и величины магнитного поля. После предварительной юстировки диафрагмирующей системы D_1 и щелевого детектора фотонов D_γ относительно анализатора контроль мощности и угловой ориентации мишени осуществляются по сигналу детектора от прошедшего через область взаимодействия излучения. Для этого оно переводится в плоскость YZ с помощью клиновидного зеркала M , расположенного в вакуумной камере на одном из магнитных полюсов анализатора. Продольный эмиттанс пучка ионов определяется по совокупности пространственных распределений выделенных электронов на детекторе D_{e2} после устройства фазовой развёртки (CDP), например, аналогичного предложенному в работе [16]. Основным его элементом является цилиндрический резонатор, нагруженный дисками, в котором возбуждаются электромагнитные колебания EH_{11n} с круговой поляризацией. При равенстве частоты вращения плоскости поляризации в CDP и рабочей частоты ВЧ- поля ускорителя распределение плотности потока электронов по длине кольца на детекторе определяет фазовый спектр соответствующих ионов в пучке. При этом степень соответствия фазовой структуры потоков ионов и электронов фотообдирки ($\delta\Psi$) определяется в основном проекцией ΔZ_m области фотонной мишени, с которой выделенные диафрагмой электроны собираются на детектор, а также разностью длин траекторий этих электронов в магнитном анализаторе из-за их углового разброса.

При работе устройства по схеме, представленной на рисунке,б, измеряются характеристики пучка ионов H^- в поперечном фазовом пространстве. Для этого в плоскостях, параллельных YZ , с помощью диафрагмирующих щелей D_n формируется одна, перемещаемая вдоль

оси X , или несколько неподвижных ленточных фотонных мишеней с требуемой для измерений пространственной локализацией ΔX . В последнем случае допустимое расстояние 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 невозможной диагностики пучка ионов H^- с энергией $E_{H^-} = 600$ МэВ, $\Delta\beta/\beta \approx \pm 10^{-3}$ и $\Delta\theta_i \approx \pm 10^{-3}$ рад разработано устройство с $R = 200$ мм, $L_m = 60$ мм, $d \approx \Delta X \approx \Delta Y \approx 0.1$ мм, $\delta X \approx 1.5$ мм, расчетными параметрами $A = 1$ и $B = 0.072$ см/мрад, $\Delta Z_m \leq 1$ мм для фазового анализа с $\delta\psi \approx \pm 1^\circ$ и $\Delta Z_m \leq 10$ мм для измерения распределений в $(X'X)$ - фазовом пространстве и по энергии (импульсу) [17]. Величина магнитного поля анализатора электронов ($E_e = 327$ кэВ) при этом составляет $H = 110$ Э. 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 $\Delta X' \approx 5 \cdot 10^{-5}$ рад 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 ($\hbar\omega_0 = 1.17$ эВ) со средней

импульсной плотностью мощности $I_{\gamma/L} \leq 30$ кВт/см² 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 (см. [20]) излучает в удобном для диагностики квазинепрерывном режиме генерации с длительностью равномерной части импульса $\tau_{\gamma} \approx 250 \div 500$ мкс, частотой $f_{\gamma} \approx 1/5$ Гц и угловой расходимостью излучения $\alpha_{\gamma} \approx 2 \cdot 10^{-4}$ рад. Специальное электронное устройство включает лазер согласованно с пучком ионов ($\tau_i \approx 100$ мкс, $f_i = 1, 100$ Гц) 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 $f \leq 2 \cdot 10^5$ Гц и длительностью импульсов, кратной 10 мкс. 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 подаётся на одну из двух диафрагмирующих систем (D_1 или D_n) для формирования мишени с нужной пространственной ориентацией. Практически 100% 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 (рисунок, а, б) могут использоваться два поочередно включаемых лазера с требуемой пространственной ориентацией излучения и его поляризации.

Необходимая для измерений величина мощности одной ленточной мишени $P_{\gamma|L}$ [Вт] 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 магнитном поле диполей.

Влиянием остаточного газа можно пренебречь при выполнении условия

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

где ν_e - кратность превышения плотности потока информационных 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 [см^2]; P_b - давление остаточного газа [Торр]; l_b - эффективная длина, с которой фоновые электроны попадают на детектор; Δl - поперечный к плоскости пересечения потоков фотонов и ионов H^- размер мишени (ΔX или ΔY) [см]; $\sigma^{(1)}(\omega) = 2 \cdot 10^{-16} (\hbar \omega - \varepsilon_t)^{3/2} \cdot (\hbar \omega)^{-3} [\text{см}^2]$ - сечение однофотонной обдирки иона H^- вблизи порога [23–25]. При $\nu_e \cdot \nu_r \approx 10^2$, $\sigma_{-1b} \approx 6 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$, $l_b \approx 25 \text{ см}$ (расстояние между магнитом $M1$ и анализатором MA), $\Delta l \approx 10^{-2} \text{ см}$ и $P_b \approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ Торр}$ получаем $P_{\gamma|L} \geq 130 \text{ Вт}$. Это соответствует необходимой плотности мощности излучения лазера $I_{\gamma|L} \geq 20 \text{ кВт/см}^2$ при измерении профиля, поперечного эмиттанса и спектра ионов по энергии (импульсу) с помощью ленточных фотонных мишеней длиной $l_\gamma \approx 6 \text{ мм}$. Для фазового анализа и измерения продольного эмиттанса при поперечном сечении зондирующей мишени $0,1 \times 0,5 \text{ мм}^2$ соответственно получаем $I_{\gamma|L} \geq 260 \text{ кВт/см}^2$. 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 остаётся в несколько раз меньше величины $\Delta \theta_i$.

Используя полученные в работе [19] результаты, для выбранных значений η , $\Delta\beta$ и $\Delta\theta$; нетрудно оценить плотность мощности лазерного излучения в системе покоя ионов $I_{\gamma|_{max}} \approx 10^{10}$ Вт/см², 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 $\Delta X'_{|cr} \approx 3 \cdot 10^{-4}$ рад и $\Delta E_e/E_e|_{cr} \approx 2 \cdot 10^{-3}$ отн.ед.

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

$$\tau(F)[сек] \approx (8 \cdot 10^{-14}/F) \exp(42,6/F); \quad (5)$$

где $F[\text{МВ/см}] = 0,3\gamma |[\vec{\beta} \times \vec{H}]|$, а H выражено в кЭ. 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 околорогового 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]

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

где $\hbar\omega$ и ε_t выражены в электронвольтах, а F в МВ/см. 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 даёт промежуточный результат между значениями (6) при $\hbar\omega = \varepsilon_t \pm 0$. Формируемая диагностическая мишень является π -поляризованной в варианте измерений по схеме рисунка,а, и имеет соответствующую проекцию вектора поляризации на поле \vec{F} в режиме работы устройства, представленном на рисунке,б. В соответствии с (6), для выбранных η и H сечение увеличивается на $\approx 20\%$. Если в ка-

честве нового порога фотообдирки ионов H^- в поле F принять энергию фотонов $\hbar\omega_F = \varepsilon_l - \Delta\varepsilon_{l|F}$, при которой $\sigma^{(1)}(\omega_F, F) \approx 0.1 \cdot \sigma^{(1)}(\varepsilon_l/\hbar, F)$, то получим значение $\Delta\varepsilon_{l|F}[\text{эВ}] \approx 0.1(F[\text{МВ/см}])^{3/2}$. С учетом значений $W_0 \approx 1/8$, $W_e \approx 1/5$ и фотообдирки пучка в краевом поле анализатора (см. рисунок) уменьшение порога на эту величину приведёт 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 \vec{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 предельных возможностей диагностики.

Проведенный выше анализ показывает, что формируемая в устройстве фотонная мишень с $I_\gamma/I_{\gamma|L} = (\omega/\omega_o)^2 \approx 0,44$ позволяет надежно выделять информационные 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 $\delta_x \approx \delta_y \leq 0.1$ мм, $\alpha_x \approx \alpha_y \leq 3$ мрад, 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 осуществлён, например, с помощью датчика на аморфных МИ-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 ($\tau_i \approx 100$ мкс, $I_i \approx 50$ мА) при $I_{\gamma|L} \approx 20$ кВт/см². При этом большой ожидаемый импульсный поток электронов фотообдирки

($\sim 10^9 \div 10^{10}$ e/c с одной ленточной фотонной мишени) позволяет считывать данную информацию за время ≤ 10 мкс. Включение детектора электронов на данное время при последовательных измерениях, например, с дискретностью сдвига во времени ≈ 10 мкс относительно начала импульса пучка, даёт 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 $I_{\gamma L} \approx 300$ кВт/см² может быть получена за время ~ 8 мин (~ 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

В работе [34] теоретически рассмотрено влияние тока пучка отрицательных ионов на информацию о его характеристиках, переносимую электронами фотобирки в однородном магнитном поле после зондирующей мишени. При этом пучок представлялся в виде "бесконечного" цилиндра с равномерно распределённой по сечению плотностью потока ионов. Представленные там результаты показывают, что 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]).

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.

Литература

1. Димов Г.И., Дудников В.Г. --- Физика плазмы, 1978, Т.4, N.3, С.692-703.
2. Isler R.C. --- Plasma Phys. and Contr. Fusion, 1994, V.36, No.2, P.171-208.
3. Burgerjon J.J. --- Nucl.Instr. and Meth.B, 1985, V.10/11, Pt.2, P.951-956.
4. Martin S., Planner C.W. --- Proc. of the Third Europ. Part. Accel. Conf. (Berlin, 24-28 March 1992), Berlin, 1992, V.1, P.435-437.
5. Jason A.J., Woods R. --- Proc. of the Fourth Europ. Part. Accel. Conf. (London, 27 June - 1 July 1994), London, 1994, V.3, P.2684-2686.
6. Mizumoto M., Kusano J. et al. --- Proc. of the 18-th Intern. Linear Accel. Conf. (Geneva, 26-30 August 1996), Geneva, 1996, V.2, P.592-596.
7. Wangler T.P., Billen J. et al. --- Proc. of the 18-th Intern. Linear Accel. Conf. (Geneva, 26-30 August 1996), Geneva, 1996, V.2, P.749-751.
8. Cottingham W.B., Boicourt G.P. et al. --- IEEE Trans. on Nucl. Science, 1985, V.NS-32, No.5, P.1871-1873.
9. Yuan V.W., Connolly R.C. et al. --- Nucl.Instr. and Meth.A, 1993, V.329, No.3, P.381-392.
10. Stephen L. Kramer, D. Read Moffett --- IEEE Trans. on Nucl. Science, 1981, V.NS-28, No.3, P.2174-2176.
11. Connolly R.C., Sandoval D.P. --- IEEE Part. Accel. Conf. (San Francisco, 6-9 May 1991), V.2, P.1237-1239.
12. Artiominov A.S., Vaganov N.G. et al. --- IEEE Part. Accel. Conf. (San Francisco, California, 6-9 May 1991), 1991, V.3, P.1573-1575.
13. Artiominov A.S., Avidzba A.A., Vartazarian A.S. --- Nucl. Instr. and Meth.A., 1993, V.328, No.3, P.408-412.
14. Артемов А.С. --- Автореферат докторской диссертации, ОИЯИ, 13-97-353, Дубна, 1997. - 35с.
15. Dixit S.N., Lambropoulos P. --- Phys. Rev. A, 1983, V.27, No.2, P.861-874.
16. Злуницын Э.С., Зыков А.И., Крамской Г.Д., Кушнир В.А. --- В А Н Т. Сер: Техн. физ. Экспер., 1986, Вып.2(28), С.37-39.

17. Артемов А.С., Калигин В.А. — Диагностическое устройство (техническая документация 1.248.00.000), СФТИ, Сухуми, 1991.
18. Артемов А.С., Авидзба А.А. — Препринт СФТИ-90-17, Москва: ЦНИИАтоминформ, 1990. - 13с.
19. Артемов А.С., | Авидзба А.А. |, Вартазарян А.С. — Препринт ОИЯИ Р9-96-146, Дубна, 1996. - 35с.
20. Анциферов В.В., Артемов А.С. и др. — Лазер Nd : ИАГ (техническое описание и инструкция по эксплуатации), СФТИ, Сухуми, 1991. - 15с.
21. Мезенов А.В, Сомс Л.Н., Степанов А.И. Термооптика твердотельных лазеров. Ленинград: Машиностроение, 1986. - 199с.
22. Артемов А.С. — Труды 14-го совещания по ускорителям заряженных частиц (Протвино, 25-27 октября 1994), 1995, Т.2, С.36-40.
23. Armstrong В.Н. — Phys. Rev., 1963, V.131, No.3, P.1132-1137.
24. Bryant N.C., Butterfield K.B. et al. — Proc. of the 7-th Intern. Conf. on Atom. Phys. (Cambridge, 4-8 August 1980), New York, London, 1981, P.29-63.
25. Lykke K.R., Murray K.K., Lineberger W.C. — Phys. Rev. A, 1991, V.43, No.11, P.6104-6107.
26. Stinson G.M., Olsen W.C. et al. — Nucl.Instr. and Meth., 1969, V.74, No.2, P.333-341.
27. Друкарев Г.Ф., Монозон Б.С. — Журн.Эксп. и Теор.Физ., 1971, Т.61, Вып.3(9), С.956-967.
28. Fabrikant I.I. — Phys. Rev. A, 1991, V.43, No.1, P.258-265.
29. Stewart J.E., Bryant H.C. et al. — Phys. Rev. A, 1988, V.38, No.11, P.5628-5638.
30. Du M.L., Delos J.B. — Phys. Rev. A, 1988, V.38, No.11, P.5609-5616.
31. Bo Gao, Starace A.F. — Phys. Rev. A, 1990, V.42, No.9, P.5580-5593.
32. Uchiyama T., Mohri K. — J. Magn. Soc. Jap., 1995, V.19, No.2, P.469-472.
33. Артемов А.С. — Сообщение ОИЯИ Р13-97-247, Дубна, 1997. - 19с.
34. Артемов А.С. — Сообщение ОИЯИ Р9-97-94, Дубна, 1997. - 6с.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 июня 1999 года.