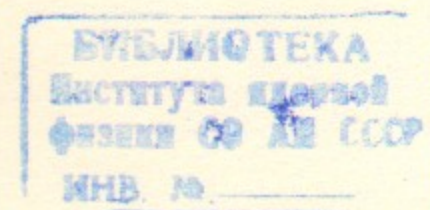




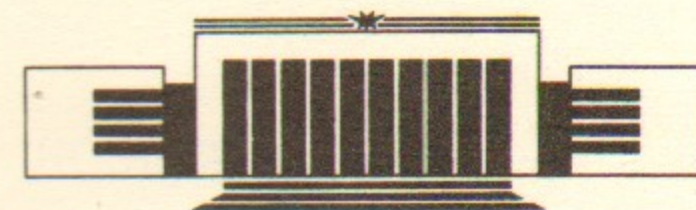
Государственный научный центр  
Российской Федерации  
Институт ядерной физики  
им. Г.И. Будкера

В.В. Анциферов

БЕСКОНТАКТНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ  
РАСХОДИМОСТИ ПУЧКА ИОНОВ  $H^-$   
В ИСТОЧНИКЕ



ИЯФ 96-54



НОВОСИБИРСК

# Бесконтактное измерение расходимости пучка ионов $H^-$ в источнике

В.В. Анциферов

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН  
630090 Новосибирск, Россия

## Аннотация

Показана принципиальная возможность бесконтактного контроля с высокой точностью расходимости и эмиттанса ускоренного пучка ионов  $H^-$  на выходе из источника при использовании пассивной доплеровской спектроскопии пучка возбужденных атомов водорода, полученных при нейтрализации ионов с возбуждением на остаточном газе в тракте источника. При плотностях остаточного газа в тракте источника порядка  $10^{-4} - 10^{-5}$  торр рассчитана интенсивность излучения  $H_\alpha$ -линии, регистрируемая доплеровской системой, с учетом основных процессов возбуждения и девозбуждения уровней  $3s$ ,  $3p$  и  $3d$  атомов водорода пучка и показана возможность фотоэлектронной регистрации спектрального контура  $H_\alpha$ -линии.

© ГНЦ РФ "Институт ядерной физики  
им. Г.И.Будкера СО РАН", Россия

## 1 Введение

Контроль параметров пучка ионов  $H^-$  в процессе непрерывной работы источника является чрезвычайно актуальной задачей. Использование контактных датчиков [1-3] не решает этой проблемы, поскольку они вносят возмущения в пучок, увеличивают его расходимость и их практически невозможно использовать для непрерывного контроля расходимости пучка ионов в процессе работы источника. Единственным методом, позволяющим осуществлять такой невозмущающий контроль, является метод доплеровской спектроскопии, который применялся автором для контроля расходимости высокоинтенсивных пучков атомов и отрицательных ионов водорода в тракте ускорителя [4,5] и для измерения температуры атомов водорода в разряде плазмы поверхностно-плазменных источников ионов  $H^-$  [6,7].

## 2 Интенсивность $H_\alpha$ -линии, излучаемой ускоренным пучком частиц на выходе из источника

Транспортировка пучка ионов  $H^-$  по тракту источника сопровождается их нейтрализацией и возбуждением на частицах остаточного газа. Число фотонов  $N(H_\alpha)$ , спонтанно излучаемых в  $H_\alpha$ -линию возбужденными атомами водорода пучка в течении времени  $t_r$  пролета атомами пучка области регистрации, составляет

$$N(H_\alpha) = N_{3s} + N_{3p} + N_{3d}, \quad (1)$$

где  $N_m$  – число фотонов, испускаемых атомами водорода пучка на переходах  $3s \rightarrow 2p$ ,  $3p \rightarrow 2s$ ,  $3d \rightarrow 2p$ , соответственно.  $N_m$  определяется числом спонтанных распадов за время пролета  $t_r$  за время пролета области регистрации возбужденными атомами водорода всего объема импульса пучка и попадающих в приемную систему доплеровской системы регистрации (ДСР) с угловой апертурой  $\Delta\varphi_A$

$$N_m = \frac{D\Delta\varphi_A V A_m}{4\pi f} \int_0^{t_r} n_m(x) dt. \quad (2)$$

Здесь  $D$  и  $f$  – диаметр и фокус собирающей линзы  $L_1$  (рис.1),  $A_m$  – вероятности соответствующих спонтанных переходов:  $A_{3s} = 0.63 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $A_{3p} = 2.2 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $A_{3d} = 6.4 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $V$  – объем импульса пучка длительностью  $\tau$ , равный  $V = \pi d^2 c \tau \beta / 4$ ,  $n_m(x)$  – плотности возбужденных атомов водорода в точке регистрации в состояниях  $3s$ ,  $3p$  и  $3d$ :

$$n_m(x) = n_m^0(x) e^{A_m t}. \quad (3)$$

Плотности возбужденных атомов водорода  $n_m^0(x)$  после прохождения частицами тракта источника длиной  $x$  находятся из уравнения с учетом процессов возбуждения ионов  $H^-$  и атомов  $H^0$  при столкновениях с остаточным газом и процессов радиационного распада возбужденных уровней и распада в результате столкновений

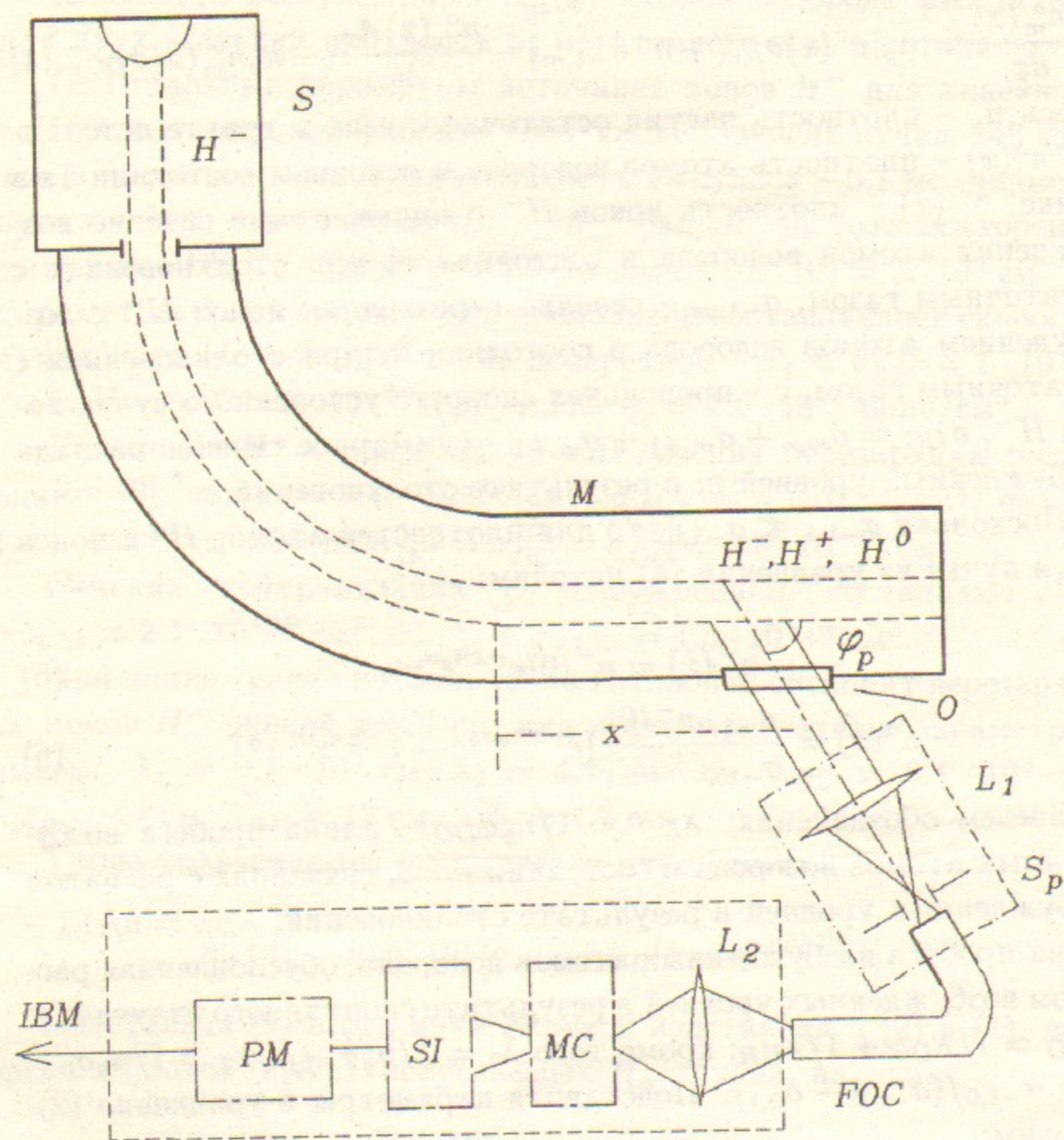


Рис. 1: Доплеровская система регистрации пучка ионов  $H^-$  в источнике:  $S$  – источник ионов  $H^-$ ,  $M$  – магнит поворотный,  $O$  – оптическое окно,  $L_1$  – линза собирающая,  $S_p$  – щель приемного блока,  $FOC$  – волоконно-оптический кабель,  $L_2$  – линза фокусирующая спектрального блока,  $MC$  – монохроматор,  $SI$  – сканирующий интерферометр,  $PM$  – фотоумножитель.

с остаточным газом:

$$\frac{dn_m^o(x)}{dx} = n_g[n^o(x)\sigma_{o,m} + n^- \sigma_{-1,m}] - \frac{n_m^o(x)A_m}{v} - n_g n_m^o(x)\sigma_{DC}. \quad (4)$$

Здесь  $n_g$  – плотность частиц остаточного газа в тракте источника,  $n^o(x)$  – плотность атомов водорода в основном состоянии  $1s$  в пучке,  $n^-(x)$  – плотность ионов  $H^-$  в пучке,  $\sigma_{o,m}$  – сечение возбуждения атомов водорода в состояния  $m$  при столкновениях с остаточным газом,  $\sigma_{-1,m}$  – сечение перезарядки ионов  $H^-$  с возбуждением атомов водорода в состояния  $m$  при столкновениях с остаточным газом,  $v$  – продольная скорость ускоренного пучка ионов  $H^-$ ,  $\sigma_{DC} = \sigma_{m,o} + \sigma_{m,+1} + \sigma_{m,-1}$  – суммарное сечение распада возбужденных уровней  $m$  в результате столкновений.

Поскольку  $\sigma_{-1,1} \ll \sigma_{-1,0}$ , то для плотностей атомов  $H^o$  и ионов  $H^-$  в пучке из уравнений (4) находим:

$$n^-(x) = n^-(0)e^{-xn_g\sigma_{0,1}}, \quad (5)$$

$$n^o(x) = \frac{\sigma_{-1,0}n^-(0)}{\sigma_{-1,0} - \sigma_{0,1}}(e^{-xn_g\sigma_{0,1}} - e^{-xn_g\sigma_{-1,0}}). \quad (6)$$

Введем обозначения:  $\lambda_{DC} = 1/n_g\sigma_{DC}$  – длина пробега возбужденных атомов водорода в состоянии  $m=3$ , связанная с распадом возбужденных уровней в результате столкновений;  $\lambda_{DR} = v/A_m$  – длина пробега возбужденных атомов водорода, обусловленная распадом возбужденных уровней в результате спонтанного излучения;  $1/\lambda_D = 1/\lambda_{DC} + 1/\lambda_{DR}$ ; кроме того  $\lambda_1 = 1/n_g\sigma_{-1,0}$ ;  $\lambda_2 = 1/n_g\sigma_{0,1}$ ;  $B = \sigma_{-1,0}/(\sigma_{-1,0} - \sigma_{0,1})$ . Подставляя параметры в уравнение (2), находим:

$$\begin{aligned} \frac{dn_m^o(x)}{dx} + \frac{n^o(x)}{\lambda_D} = \\ = n_g[B\sigma_{o,m}n^-(0)(e^{-x/\lambda_2} - e^{-x/\lambda_1}) + n^-(0)\sigma_{-1,m}e^{-x/\lambda_1}] \end{aligned} \quad (7)$$

Решая это уравнение с учетом начальных условий  $n_m^o(0) = 0$ , получим:

$$\begin{aligned} n_m^o(x) = n_g n^-(0) \left[ B\sigma_{o,m}(\lambda_D^{-1} - \lambda_2^{-1})^{-1}(e^{-x/\lambda_2} - e^{-x/\lambda_D}) + \right. \\ \left. (\sigma_{-1,m} - B\sigma_{o,m})(\lambda_D^{-1} - \lambda_1^{-1})^{-1}(e^{-x/\lambda_1} - e^{-x/\lambda_D}) \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

Плотность возбужденных  $n_m^o(x)$  атомов водорода рассчитаем для двух значений плотности  $n_g$  остаточного газа в источнике.

Оптимальные параметры источника ионов  $H^-$  для линейного ускорителя мезонной фабрики следующие: энергия пучка – 40 кэВ, ток в импульсе – 0.2 А, длительность импульса – 0.1 мс, диаметр пучка – 2 см, эмиттанс пучка –  $10^{-4}$  рад·см, частота повторения импульсов 100 Гц. Тогда  $v = 2.8 \cdot 10^8$  см·с $^{-1}$ ,  $n^-(0) = 2 \cdot 10^9$  см $^{-3}$  и параметры  $\beta$  составляют: для продольной составляющей скорости пучка  $\beta_{||} = v/c = 7 \cdot 10^{-3}$  и для поперечной –  $\beta_{\perp} = v_{\perp}/c = 1 \cdot 10^{-4}$ .

1. Пусть  $P = 5 \cdot 10^{-5}$  торр, тогда  $n_g = 1.6 \cdot 10^{12}$  моль/см $^3$ .

Для ионов  $H^-$  с энергией 40 кэВ сечения перезарядки составляют [8]:  $\sigma_{-1,0} = 8.7 \cdot 10^{-16}$  см $^2$ ,  $\sigma_{-1,1} = 4 \cdot 10^{-17}$  см $^2$ ,  $\sigma_{0,1} = 1.43 \cdot 10^{-16}$  см $^2$ , тогда  $\sigma_{DC}^{3s} = \sigma_{DC}^{3p} = \sigma_{DC}^{3d} = 1.6 \cdot 10^{-15}$  см $^2$ .

Сечения нейтрализации с возбуждением составляют [9]:  $\sigma_{-1,3s} = 2.1 \cdot 10^{-18}$  см $^2$ ,  $\sigma_{-1,3p} + \sigma_{-1,3d} = 1.5 \cdot 10^{-18}$  см $^2$ .

При длине тракта источника, на которой происходит перезарядка ионов  $H^-$  равной  $x=20$  см, для других расчетных параметров имеем:  $\lambda_1 = 0.7 \cdot 10^3$  см,  $\lambda_2 = 4.4 \cdot 10^3$  см,  $\lambda_{DC} = 0.4 \cdot 10^3$  см,  $\lambda_{DR}^{3s} = 44$  см,  $\lambda_{DR}^{3p} = 12$  см,  $\lambda_{DR}^{3d} = 4.3$  см.

Тогда уравнение (8) существенно упрощается

$$n_m^o(x) = n_g n^-(0) [\sigma_{-1,m} \lambda_{DR}^m (1 - e^{-x/\lambda_{DR}^m})]. \quad (9)$$

Подставляя (9) в (4), интегрируя и подставляя в (2) и (1), для числа фотонов  $N(H_{\alpha})$ , испускаемых  $H_{\alpha}$ -линией, находим:

$$N(H_{\alpha}) = \frac{DV\Delta\varphi_A}{4\pi f} \sum_m n_m^o(x) (1 - e^{-A_m t_r}). \quad (10)$$

При диаметре линзы  $L_1$  оптической системы регистрации равном  $D = 6$  см время регистрации излучения  $H_{\alpha}$ -линии составит  $t_r = D/v = 0.2 \cdot 10^{-7}$  с. Подставляя в (10) значения всех параметров, находим

$$N(H_{\alpha}) = 3 \cdot 10^5 \text{ фот/имп.} \quad (11)$$

2. При давлении остаточного газа  $P = 5 \cdot 10^{-4}$  торр и его плотности в тракте источника  $n_g = 1.6 \cdot 10^{13}$  мол·см<sup>-3</sup>,  $\lambda_1 = 70$  см,  $\lambda_2 = 440$  см,  $\lambda_{DC} = 40$  см при аналогичных других параметрах. В этом случае уравнение (8) имеет вид:

$$n_m^o(x) = n_g n^-(0) \left[ \sigma_{o,m} + B \lambda_D^m (1 - e^{-x/\lambda_D^m}) + (\sigma_{-1,m} - B \sigma_{o,m}) (\lambda_D^{-m} + \lambda_1^{-1})^{-1} (e^{-x/\lambda_1} - e^{-x/\lambda_D^m}) \right]. \quad (12)$$

Здесь  $\sigma_{o,m}$  – сечение возбуждения атомов водорода в состояния 3s, 3p и 3d при их столкновении с частицами остаточного газа в источнике:  $\sigma_{o,3s} = 1 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup>,  $\sigma_{o,3p} = 1.5 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup>,  $\sigma_{o,3d} = 7 \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup> [10]. Расчетные значения параметров  $n_m^o(x)$  будут составлять:  $n_{3s}^o(x) = 2.8 \cdot 10^5$  см<sup>-3</sup>,  $n_{3p}^o(x) = 3.6 \cdot 10^5$  см<sup>-3</sup>,  $n_{3d}^o(x) = 3.4 \cdot 10^5$  см<sup>-3</sup>. Подставляя значения всех параметров в уравнение (10), для числа фотонов  $N(H_\alpha)$  в этом случае имеем:

$$N(H_\alpha) = 4.2 \cdot 10^6 \text{ фот/имп.} \quad (13)$$

### 3 Параметры доплеровской системы регистрации

Вкладом в доплеровскую ширину контура  $H_\alpha$ -линии от разброса продольных скоростей частиц ускоренного пучка  $\Delta\beta_{||}$  можно пренебречь при угле регистрации излучения  $\varphi_r$  близком к "магическому" углу  $\varphi_M$  равном [4]

$$\varphi_M = \arccos \beta_{||}. \quad (14)$$

Поскольку средняя продольная скорость частиц пучка в источнике составляет  $v = 2.8 \cdot 10^8$  см·с<sup>-1</sup>, то магический угол равен  $\varphi_M = 89.6^\circ$ . При совпадении угла регистрации излучения с магическим углом  $\varphi_M$  в доплеровской системе регистрации будут наблюдаться две  $H_\alpha$ -линии: смещенная на 0.03 нм линия, испускаемая возбужденными при перезарядке ионов на остаточном газе

атомами водорода пучка; и несмещенная линия, излучаемая возбужденными атомами водорода остаточного газа, образующимися в результате диссоциации молекулярного водорода при столкновении с ускоренными ионами и атомами водорода пучка [ $H^-(H_o) + H_2 \rightarrow H^-(H^o) + H_o^*(n=3) + H_o$ ]. Концентрация молекулярного водорода в остаточном газе в тракте источника достаточно велика ( $\sim 10^{-4}$  торр) и интенсивность несмещенной  $H_\alpha$ -линии будет сравнима с интенсивностью смещенной  $H_\alpha$ -линии, а ее спектральная ширина составляет

$$\Delta\lambda_{v_T} = 2\lambda_o v_T / c. \quad (15)$$

При средней тепловой скорости остаточного газа  $v_T = 1.38 \cdot 10^6 [3E(\text{эВ})]^{1/2}$  ширина несмещенной  $H_\alpha$ -линии составляет 0.1 нм. Ширина доплеровски уширенного контура  $H_\alpha$ -линии, излучаемой возбужденными атомами водорода ускоренного пучка, [4]

$$\Delta\lambda_D = 2\lambda_o \beta_{\perp} \cos\theta, \quad (16)$$

в нашем случае будет равна 0.13 нм. Для разделения по спектру этих двух  $H_\alpha$ -линий необходимо угол регистрации  $\varphi_r$  выбрать несколько отличным от магического угла  $\varphi_M$ . Отклонение угла регистрации  $\Delta\varphi_r$  от магического угла должно удовлетворять условию [4]

$$\pm\Delta\varphi_r \leq 10^2 \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda_o \beta_{||}} \leq 30^\circ. \quad (17)$$

при котором вкладом от разброса продольных скоростей пучка  $\Delta\beta_{||}$  в ширину доплеровского контура смещенной  $H_\alpha$ -линии можно пренебречь. Следовательно угол регистрации доплеровской системы можно выбрать равным  $\varphi_r = 60^\circ$ . В этом случае разделение по спектру двух  $H_\alpha$ -линий составит 2.3 нм, что позволяет достаточно просто выделить смещенную  $H_\alpha$ -линию, излучаемую ускоренным пучком. Вклад в ширину доплеровского контура  $\Delta\lambda_D$   $H_\alpha$ -линии при этом будет равен порядка  $10^{-3}$  нм.

Вклад в ширину доплеровского контура, связанный с угловой апертурой  $\Delta\varphi_A$  приемного блока доплеровской системы, устраняется при выполнении условия [4]

$$\Delta\varphi_A \leq \frac{0.1\Delta\lambda_D}{\lambda_0\beta_{\parallel}} \leq 0.3^\circ. \quad (18)$$

Увеличение интенсивности регистрируемой  $H_\alpha$ -линии достигается при использовании линзы  $L_1$  в приемном блоке доплеровской системы диаметром  $D$  (рис.1), в фокусе  $f$  которого находится щель шириной равной

$$\Delta l = f \cdot \Delta\varphi_A. \quad (19)$$

При фокусе линзы  $f = 20$  см ширина щели приемного блока должна составлять 1 мм. Излучение  $H_\alpha$ -линии из приемного блока доплеровской системы с помощью волоконно-оптического кабеля выводится для спектрального анализа в спектральный блок, состоящий из монохроматора и скрещенного с ним сканирующего интерферометра Фабри-Перо. Монохроматор выделяет смещенную  $H_\alpha$ -линию, испускаемую возбужденными атомами водорода ускоренного пучка, а ширина доплеровского контура регистрируется с помощью сканирующего интерферометра и фотоумножителя, сигнал с которого подается на ЭВМ.

#### 4 Выводы

Сделанные в настоящей работе расчеты показывают, что для невозмущающего контроля расходимости и эмиттанса пучка ионов  $H^-$ , вытягиваемого из источника, можно использовать пассивную доплеровскую спектроскопию пучка частично возбужденных атомов водорода, которые получают при нейтрализации ионов пучка и возбуждении атомов водорода пучка на остаточном газе в тракте источника. При этом нет необходимости вводить в тракт источника газовую мишень и для регистрации доплеровского конту-

ра  $H_\alpha$ -линии можно использовать фотоэлектронную регистрацию контура  $H_\alpha$ -линии, а не режим счета фотонов.

#### Литература

- [1] *Деревянкин Г.Е., Дудников В.Г.* Формирование пучков ионов  $H^-$  для ускорителей в поверхностно-плазменных источниках // Препринт ИЯФ СО АН СССР. 1979, N79-17.
- [2] *Деревянкин Г.Е., Дудников В.Г., Трошков М.Л.* Особенности формирования пучков ионов  $H^-$  в поверхностно-плазменных источниках для ускорителей // Препринт ИЯФ СО АН СССР. 1982, N82-110.
- [3] *Derevyankin G.E., Dudnikov V.G.* Production of brightness  $H^-$  beams in surface plasma source // AIP Conf. Proc., 1984, N111, p.376-397.
- [4] *Анциферов В.В.* Доплеровская спектроскопия высокоинтенсивных пучков атомов и ионов // ЖТФ. 1992, т.62, вып.5, с.71-80.
- [5] *Antsiferov V.V.* Measurement of high intensity atomic and ionic beams by using method of Doppler laser spectroscopy // AIP Conf.Proc., 1993, -N287, p.616-617.
- [6] *Анциферов В.В., Бескоровайный В.В.* Параметры плазмы водородно-цезиевого разряда планотронного источника ионов  $H^-$  // ЖТФ. 1993, т.63, вып.4, с.50-57.
- [7] *Анциферов В.В., Бескоровайный В.В.* Пространственно-временные характеристики разряда пеннинговского источника ионов  $H^-$  // ЖТФ, 1993, т.63, вып.5, с.41-47.
- [8] *Tawara H., Russek A.* Charge changing processes in hydrogen beams // Rev. Mod. Phys., 1973, v.45, N2, p.178-229.
- [9] *Geddes J., Hill J., Gilbody H.B.* Formation of excited hydrogen atoms in electron detachment collisions by 3-25 keV  $H^-$  ions // J.Phys.B: Atom. Mol. Phys., 1981, v.14, N12, p.4837-4846.
- [10] *Hughes R.H., Petefisch H.M., Kisner H.* Excitation of H atoms to the n=3 states by impact of 10-to 35 keV ground-state H atoms on He, Ne, Ar,  $H_2$ ,  $N_2$  // Phys. Rev., 1972, v.5, N5, p.2103-2106.

*В.В. Анциферов*

**Бесконтактное измерение расходимости  
пучка ионов  $H^-$  в источнике**

ИЯФ 96-54

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 31.07.1996 г.

---

Сдано в набор 27.09.1996 г.

Подписано в печать 27.09.1996 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 0.7 печ.л., 0.6 уч.-изд.л.

Тираж 180 экз. Бесплатно. Заказ № 54

---

Обработано на IBM PC и отпечатано на  
ротапинтере ГНЦ РФ "ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН",  
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.