

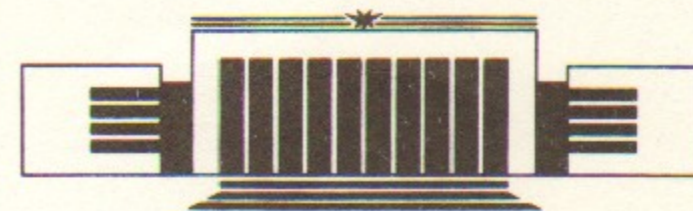


28
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Б.А. Князев, П.И. Мельников, В.В. Чикунов

**ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМЫ
ЗАМАГНИЧЕННОГО ПРЯМОГО РАЗРЯДА
В МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ КАМЕРЕ
НА УСТАНОВКЕ СПИН**

ПРЕПРИНТ 90-39



НОВОСИБИРСК

Характеристики плазмы
замагниченного прямого разряда
в металлической камере на установке СПИН

Б.А. Князев, П.И. Мельников, В.В. Чикунов

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

В металлической камере ($\varnothing 10$ см), помещенной в продольное магнитное поле пробочной конфигурации ($B_s = 4.4$ Т, $B_m = 8.8$ Т), с помощью прямого разряда получена гелиевая плазма длиной 1 метр и диаметром 6 см, предназначенная для экспериментов по транспортировке мощного РЭП микросекундной длительности и исследования пучково-плазменного взаимодействия. Исследована динамика плотности и температуры плазмы, а также ее распределения по радиусу, в диапазоне плотностей исходного газа $3 \cdot 10^{14} \div 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Characteristics of a Plasma
Produced by Straight Discharge
in the Metal Chamber on the SPIN Device

Knyazev B.A., Melnikov P.I., Chikunov V.V.

Institute of Nuclear Physics
630090, Novosibirsk 90, USSR

А Б С Т Р А К Т

A helium plasma ($l=1$ м, $\varnothing 6$ см) was produced by a pulse discharge between two foils in the stainless steel tube ($\varnothing 10$ см) in the mirror trap ($B_s = 4.4$ Т, $B_m = 8.8$ Т). The plasma is intended to use in the experiments on high-power microsecond REB transport and for studying the beam-plasma interaction. The time dependences of plasma density and temperature and density spatial distribution was examined for initial gas density from $3 \cdot 10^{14}$ to $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

© Институт ядерной физики СО АН СССР

ВВЕДЕНИЕ

В экспериментах с сильноточными релятивистскими электронными пучками (РЭП) возникает необходимость создания предварительной плазмы (предплазмы) плотностью до 10^{16} см^{-3} в сильном магнитном поле пробочной конфигурации. Эта плазма может использоваться либо в качестве канала для транспортировки РЭП, либо в качестве мишени при исследовании пучково-плазменного взаимодействия. В диэлектрических камерах такая плазма создавалась с помощью пеннинговского или прямого разряда (см., например, [1-3]). При проведении экспериментов по нагреву плазмы мощными микросекундными РЭП (в частности, с возможным использованием в перспективе стеночного удержания плазмы) [4] желательно, чтобы стенки камеры были металлическими.

Задача получения плазмы плотностью $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и температурой несколько электронвольт в металлической камере была решена на установках ГОЛ-3 (водородная плазма) [5] и У1-СПИН (гелиевая плазма) [6] путем формирования прямого разряда между торцевыми фольгами, расположенными вблизи магнитных пробок на входе и выходе соленоида. В настоящей работе описаны результаты исследований характеристик гелиевой плазмы, полученной указанным способом. Эксперименты по получению и исследованию предварительной плазмы являются составной частью работ по транспортировке РЭП через газ [7] и плазму [14] на установке У1-СПИН.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема разрядной камеры с магнитной системой [8] показана на рис. 1. Магнитное поле создавалось метровым соленоидом с пробочными катушками на концах (пробочное отношение $B_m/B_s=2.2$, $B_s=4$ Т). Отрицательное напряжение (до 40 кВ) от конденсатора $C=0.8$ мкФ через разрядник подавалось на катод, в качестве которого использовалась графитовая ткань. Катод поме-

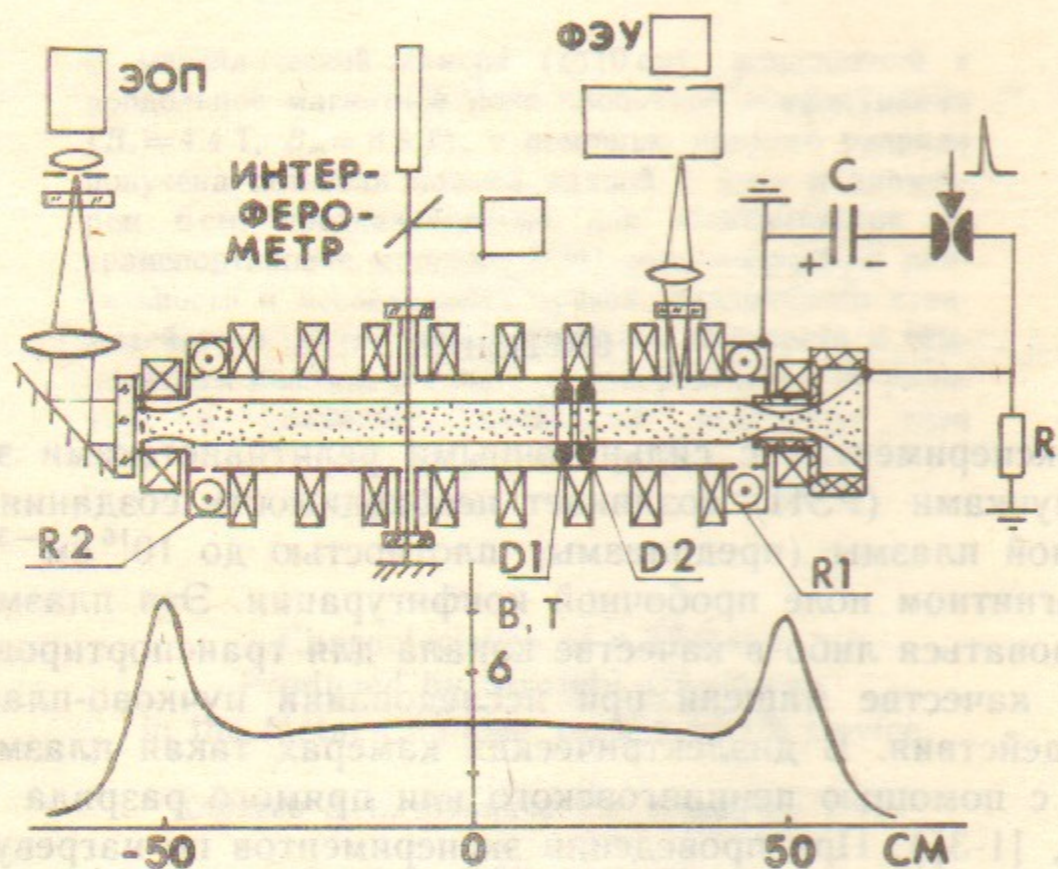


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

щался вне соленоида в ослабленном магнитном поле B , где $B_m/B=7$. Вторым электродом служила сетка из нержавеющей стали^{*)} с прозрачностью 50%, за которой устанавливалось либо прозрачное окно, либо пластиковый сцинтиллятор с алюминиевым напылением. В правой пробке помещалась стеклянная трубчатая диафрагма, ограничивавшая сечение разряда (максимальный диаметр разряда в соленоиде составлял 6 см). Видно, что по конфигурации электродов такой разряд по известной аналогии можно назвать «разрядом с полым анодом».

^{*)} В экспериментах с электронным пучком в этом месте располагалась фольга, через которую РЭП инжестировался в предплазму.

Использовались следующие средства диагностики. Полный ток в камере измерялся поясами Роговского $R1$ и $R2$, а также двумя поясами внутри соленоида (на рисунке не показаны). Поперечное давление плазмы определялось с помощью магнитных зондов $D1$ и $D2$ диаметром 9 см, витки которых были намотаны в противоположных направлениях, что позволяло контролировать и, в случае необходимости, исключать электростатические наводки. Зонды защищались стеклянными диафрагмами диаметром 8 см (вакуумная камера из нержавеющей стали имела диаметр 10.4 см). Для измерения плотности плазмы использовался лазерный интерферометр Майкельсона ($\lambda=3.39$ мкм). Излучение плазмы наблюдалось с помощью монохроматора МДР-23 с девятиканальным волоконно-оптическим диссектором и блоком фотоумножителей. Поперечный профиль свечения плазмы исследовался оптическим «плазмоскопом» [6].

Принцип работы плазмоскопа основан на выделении лучей, параллельных оси соленоида, с помощью диафрагмы объектива ЭОПа, помещаемой в фокусе собирающей линзы. Такой способ регистрации свечения плазмы был возможен благодаря большому усилению ЭОПа ПИМ-104В с микроканальным усилителем. Пространственное разрешение системы составляло 3 мм. Для выделения нужного спектрального диапазона перед ЭОПом ставился набор светофильтров. По интенсивности тормозного излучения плазмы $I(x, y)$ можно восстановить (см. [6]) усредненный вдоль плазменного столба поперечный профиль плотности электронов $n_e(x, y) \sim I^{1/2}(x, y)/T_e^{1/4}$, где T_e — температура электронов плазмы.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 2 приведен набор сигналов, полученный в типичном импульсе. Токи, измеренные поясами $R1$ и $R2$, всегда совпадали и имели форму, характерную для затухающего LC-разряда (Б). Максимумы сигнала ФЭУ (В) совпадали с экстремумами тока. Хотя на осциллограмме приведен сигнал излучения плазмы, снятый в непрерывном спектре, подобная форма сигнала наблюдалась и в линиях гелия. Сигнал интерферометра (Г) рос первые 7—10 мкс, затем стабилизировался на постоянном уровне («плато») и, начиная с момента времени 20—40 мкс после начала разряда (в зависимости от плотности гелия), вновь возрастал (ам-

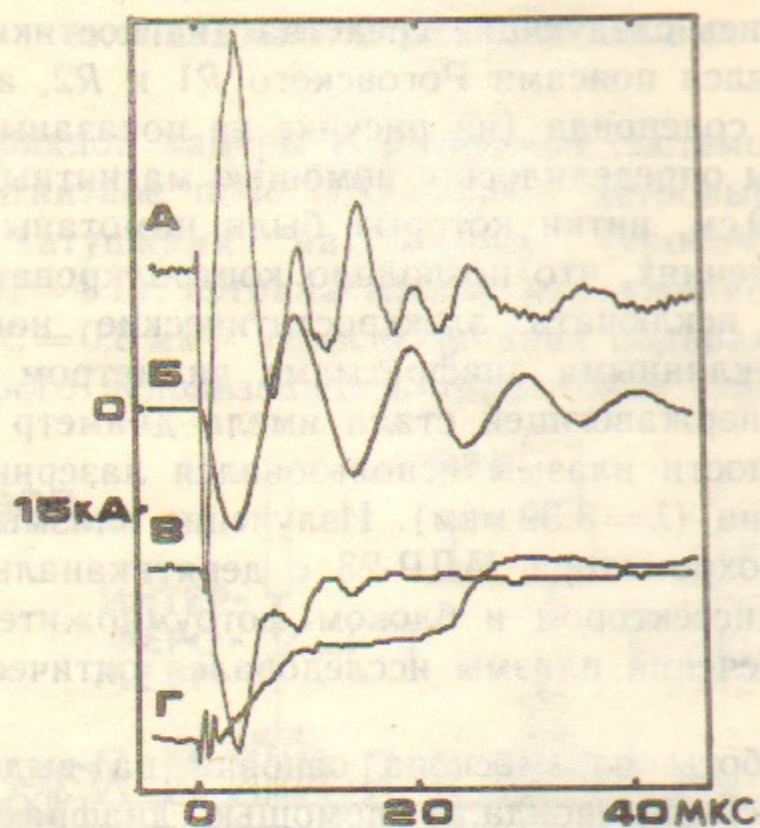


Рис. 2. Осциллограммы одного импульса, полученные при $n_0 = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$: А — сигнал магнитного зонда, Б — ток в плазме, В — сигнал ФЭУ, Г — сигнал интерферометра.

плитуда сигнала в данном случае приблизительно соответствует четверти интерференционной полосы, и максимум сигнала близок к максимуму интерференции). Этот рост можно связать с «откачивающим» свойством разряда, а также с десорбцией газа с электродов. Показания магнитных зондов (А) позволяли вычислить диамагнетизм плазмы W_{\perp} после учета вклада электростатической наводки и парамагнетизма полного тока (см. [7]).

Рис. 3 показывает динамику основных характеристик плазмы для трех различных начальных плотностей гелия. Рис. 3, А демонстрирует ход временной зависимости плотности плазмы, усредненной в соответствии с соотношением

$$\bar{n}_e = \frac{\int n_e(r) dr}{2r_0}, \quad (1)$$

где интеграл в числителе есть величина $\langle n_e l \rangle$, определяемая с помощью интерферометра. Диамагнетизм плазмы

$$W_{\perp} = \int n_e T_e \left(1 + \beta \frac{T_i}{T_e}\right) dS, \quad (2)$$

определяемый по сигналам диамагнитных зондов, где β — число ионов, приходящееся на один электрон плазмы (для гелия $1 \gg \beta \gg 0.5$), а T_i — ионная температура, показан для тех же импульсов на рис. 3, Б. Для оценки энергии заряженных частиц введем некоторую характерную температуру

$$T_* = \frac{W_{\perp}}{\bar{n}_e S_0} = \frac{2 \int n_e T_e (1 + \beta T_i / T_e) dS}{\pi r_0^2 \int n_e dr}, \quad (3)$$

где $S_0 = \pi r_0^2 = 30 \text{ см}^2$ — сечение разряда в соленоиде, определяемое диаметром ограничивающей диафрагмы в пробке. Из (1) — (3) видно, что T_* определяет некоторым образом усредненную сумму

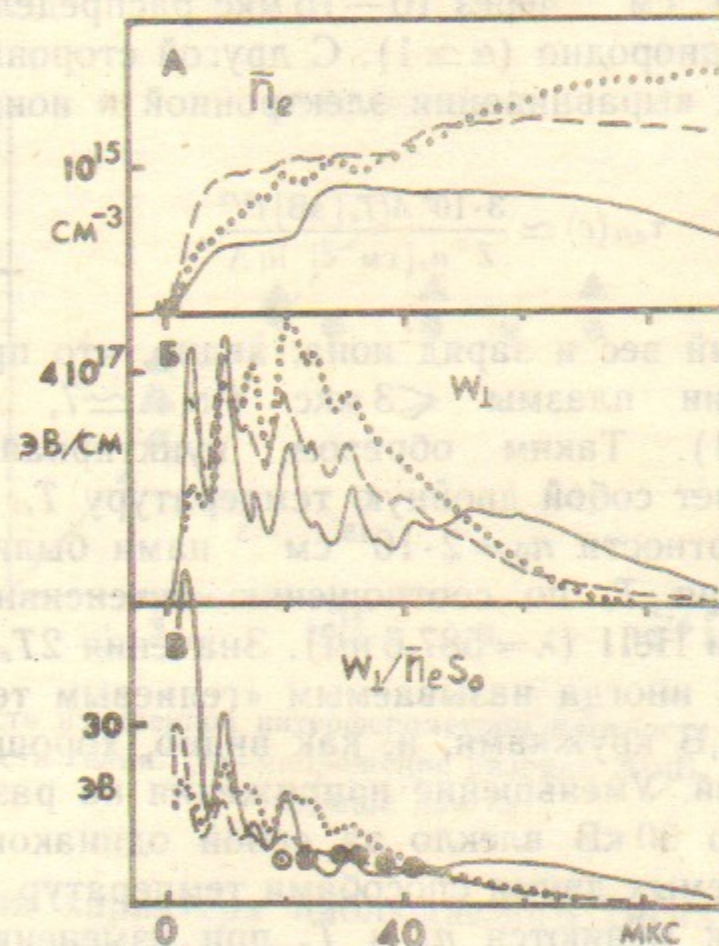


Рис. 3. А — плотность плазмы, Б — энергосодержание плазмы, В — энергосодержание электрон-ионной пары.

Сплошная линия: $n_0 = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; штриховая: $n_0 = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; точечная: $n_0 = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; \odot — удвоенная электронная температура ($2T_e$), измеренная с помощью «гелиевого термометра» при давлении гелия $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

$(T_e + \beta T_i) \equiv T_{\Sigma}$ и зависит от распределения плотности по сечению плазмы. Например, в случае плазмы эллиптического сечения вычисленное указанным способом значение T_* может существенно превышать «истинное» значение T_{Σ} , если луч интерферометра на-

правлен вдоль большой полуоси, и быть меньше T_{Σ} при зондировании вдоль малой полуоси. Если $T_e + \beta T_i$ постоянно по сечению, то можно записать

$$T_e + \beta T_i = \alpha \frac{W_{\perp}}{\bar{n}_e S_0} \quad (4)$$

где α при не слишком неоднородной плазме — величина порядка единицы. В частности, если распределение плотности плазмы осесимметричное, то при одинаковом радиусе r_0 $\alpha = 1$ для однородного распределения и $\alpha = 0.5$ для узкого кольца.

Ход величины T_* приведен на рис. 3, В. Как будет показано ниже, при $n_0 = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ через 10–15 мкс распределение плазмы по сечению почти однородно ($\alpha \approx 1$). С другой стороны, из соотношения для времени выравнивания электронной и ионной температур [9]

$$\tau_{ei}(c) \approx \frac{3 \cdot 10^8 A (T_e [\text{эВ}])^{3/2}}{Z^2 n_e [\text{см}^{-3}] \ln \Lambda} \quad (5)$$

где A и Z — атомный вес и заряд иона, видно, что при $T_e \leq 10 \text{ эВ}$ время термализации плазмы $\leq 3 \text{ мкс}$ ($\ln \Lambda \approx 7$, $Z \approx 1$), т. е. $T_e \approx T_i \approx T_*/2$ ($\beta \approx 1$). Таким образом, пунктирная линия на рис. 3, В представляет собой двойную температуру T_e . Для контроля, при той же плотности $n_0 = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ нами были независимо проведены измерения T_e по соотношению интенсивностей линий HeI ($\lambda = 468.6 \text{ нм}$) и HeII ($\lambda = 587.6 \text{ нм}$). Значения $2T_e$, полученные этим методом [10], иногда называемым «гелиевым термометром», показаны на рис. 3, В кружками, и, как видно, хорошо совпадают с пунктирной кривой. Уменьшение напряжения на разрядном конденсаторе от 40 до 30 кВ влекло за собой одинаковое ($\sim 15\%$) уменьшение измеряемых двумя способами температур.

Рассмотрим, как меняются n_e и T_e при изменении плотности гелия, обращая внимание, главным образом, на наиболее интересную для нас область «плато» плотности. Видно (см. также рис. 4), что до $n_0 = 7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ газ полностью ионизован, а характерная температура в пиках тока довольно велика ($T_* \sim 30 \div 50 \text{ эВ}$ при $n_e = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$), причем здесь $T_* \approx T_e > T_i$. Известно (см. [11] и ссылки в ней), что такие и даже более высокие значения температуры возможны для разрядов в подобных условиях и объясняются аномальным сопротивлением плазмы, связанным с ионно-звуковой турбулентностью [12]. Условия возбуждения ионно-звуковой турбулентности ($u_{\alpha} \equiv I / en_e S_0 > u_s = \sqrt{T/M}$ и $T_e \gg T_i$) в

данном случае выполняются. Турбулентность плазмы практически безынерционна и существует только в период протекания тока. Поэтому в промежутках температура должна резко падать из-за большой электронной теплопроводности на торцы [9]

$$\tau_{\lambda}(c) \sim 1.4 \cdot 10^{-21} \frac{n_e [\text{см}^{-3}] l^2 [\text{см}]}{T_e^{5/2} [\text{эВ}]} \left(1 + \beta \frac{T_i}{T_e}\right), \quad (6)$$

где l — полная длина соленоида, что и наблюдается в действительности. Нельзя исключить, правда, что пики сигнала магнитного зонда частично связаны со смещением «центра тяжести» тока и его наклоном относительно оси зонда (винтообразность). Однако,

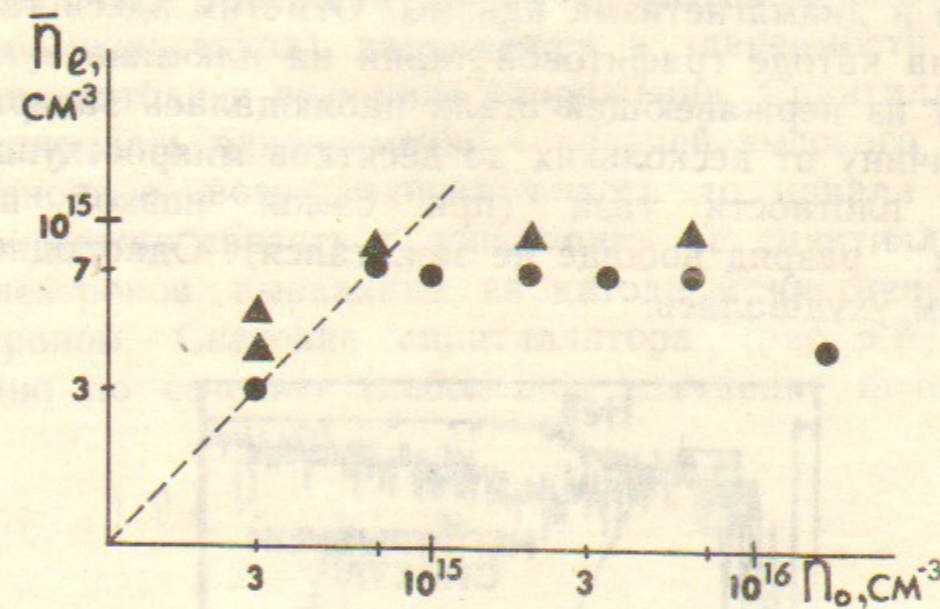


Рис. 4. Зависимость измеренной интерферометром плотности плазмы на «плато» от начальной плотности гелия. ○ — напряжение разряда 30 кВ, △ — 40 кВ; штриховая прямая: $n_e = n_0$.

для объяснения характера наблюдаемого сигнала в этом случае требуется дополнительно предположить, что токовый «винт» меняется на зеркально-симметричный синфазно с изменением направлением тока, что представляется маловероятным. Тот факт, что описанная система создания предплазмы позволяет получить на начальной стадии разряда достаточно высокую ($\sim 30 \text{ эВ}$) температуру, может быть полезным в экспериментах по пучковому нагреву, так как порог пучковой неустойчивости при этом снижается [13], а эффективность взаимодействия возрастает. Следует оговориться, что действительное значение T_e при низкой плотности может в несколько раз отличаться от вычисленного из-за недоста-

точной пространственной однородности T_e и n_e (см. выражения (3) — (4) и рис. 9,Б-3). Поэтому для окончательного суждения о температуре плазмы необходимы были бы ее прямые измерения (по мягкому рентгену или томсоновскому рассеянию). При плотности газа от 10^{15} до 10^{16} см $^{-3}$ плазма (в области плато) становится изотермической с $T_e \sim 3 \div 7$ эВ с постепенно снижающейся степенью ионизации.

В экспериментах прослеживалась зависимость характеристик разряда и плазмы от напряженности магнитного поля. Уменьшение величины магнитного поля в два раза практически не влияло на параметры разряда, тогда как уменьшение обычно используемого поля в три раза приводило к существенному уменьшению тока разряда и диамагнетизма плазмы. Отметим здесь также, что при замене на катоде графитовой ткани на алюминиевую фольгу или пластину из нержавеющей стали наблюдалась задержка разряда на величину от нескольких до десятков микросекунд в зависимости от плотности газа (при самой низкой плотности $n_0 = 3 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$ разряд вообще не зажигался). Однородность разряда при этом ухудшалась.

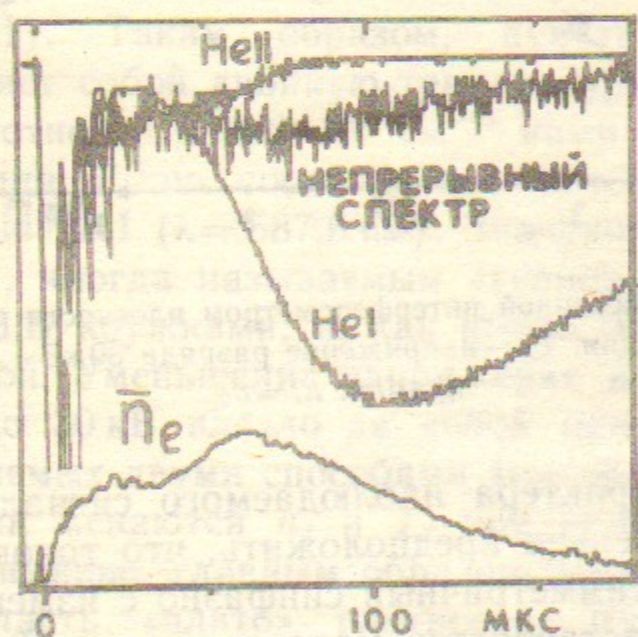


Рис. 5. Свечение плазмы в линиях и непрерывном спектре ($n_0 = 2 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$).

Спектральные измерения показали, что кроме излучения, сопровождающего ток (см. рис. 2), после его окончания из плазмы наблюдалось излучение в линиях HeI ($\lambda = 587.6$ нм), HeII ($\lambda = 468.6$ нм) и в непрерывном спектре (рис. 5). Это излучение появляется одновременно с подрастанием плотности после плато и

снижением температуры плазмы и может быть вызвано рекомбинацией плазмы.

Исследования процессов пробоя, а также распределения плотности плазмы по сечению разрядной камеры в различные моменты времени проводились с помощью описанного выше плазмоскопа. Для исследования стартовых процессов в разряде использовался вариант плазмоскопа с быстрым пластиковым сцинтиллятором с непрозрачным, алюминиевым покрытием. При этом плазмоскоп мог регистрировать распределение быстрых электронов с энергией несколько кэВ и более. Было обнаружено, что после срабатывания разрядника имеется некоторая задержка между подачей напряжения на электроды разрядного промежутка и его пробоем (началом тока). Величина задержки (в случае алюминиевого катода до нескольких микросекунд) варьируется в зависимости от плотности газа, типа катода и величины напряжения. Сцинтиллятор начинал флуоресцировать одновременно с подачей высокого напряжения с интенсивностью, возрастающей вплоть до начала разряда. Это свечение можно связать с попаданием на сцинтиллятор «первичных» электронов, вырванных из катода и частично захваченных пробкотроном. Свечение сцинтиллятора (рис. 6,А) практически однородно по сечению (небольшое изменение почернения вдоль

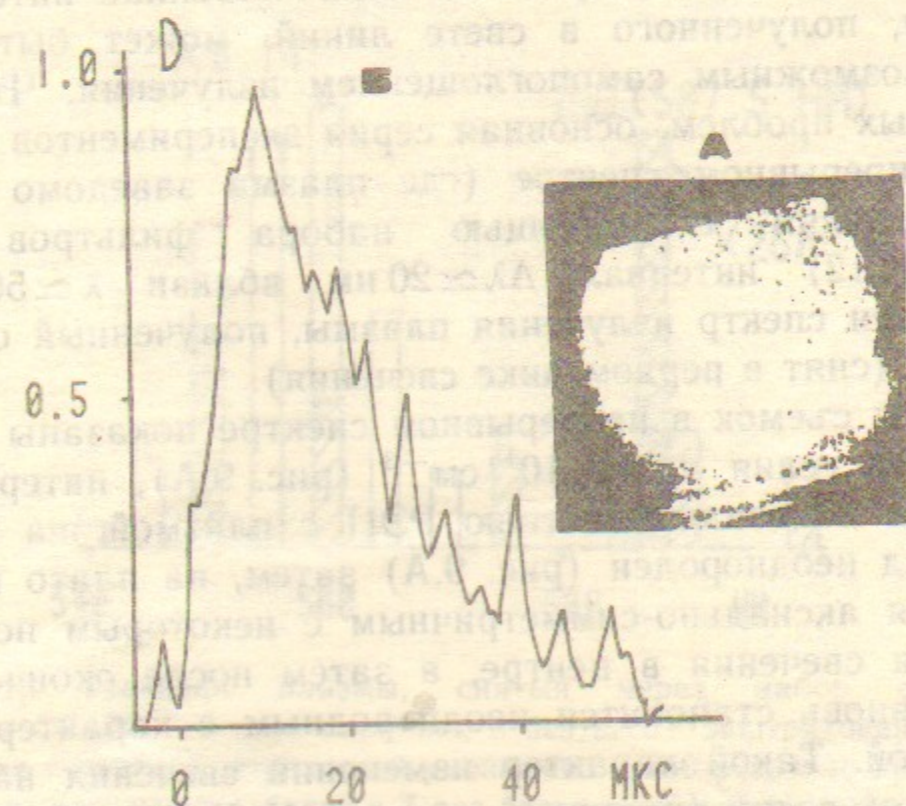


Рис. 6. А — пространственное распределение быстрых электронов; Б — временная развертка свечения быстрых электронов ($n_0 = 2 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$, $U = 30$ кВ).

кадра объясняется виньетированием изображения) и имеет резкую границу, соответствующую апертуре разряда. Денситограмма временной развертки свечения сцинтиллятора показана на рис. 6,Б. Для ее получения на сцинтилляторе устанавливалась диаметрально щелевая диафрагма, а на управляющие пластины ЭОП подавалось пилообразное напряжение развертки. Видно, что характерное время спада свечения составляет ~ 10 мкс, что совпадает с оценкой времени рассеяния на остаточном газе для электронов с $E_e \sim 10$ кэВ.

При исследовании свечения плазмы пластиковый сцинтиллятор заменялся прозрачным окном, а ЭОП работал в кадровом режиме. Съёмки проводились как в свете линий гелия, так и в непрерывном спектре. В обоих случаях изображения, полученные при одинаковых параметрах плазмы, качественно подобны. Заметим, что интенсивность свечения плазмы была всегда существенно выше, чем интенсивность флуоресценции сцинтиллятора под действием первичных электронов. Специально проведенные эксперименты показали отсутствие сколь-нибудь заметной флуоресценции поверхности окна под действием плазмы и, следовательно, ее влияния на приведенные ниже результаты. На рис. 7, в качестве примера показано свечение разряда в линии иона гелия. Видно, что распределение свечения осесимметричное. Количественная интерпретация изображения, полученного в свете линий, может быть, однако, осложнена возможным самопоглощением излучения. Чтобы избежать подобных проблем, основная серия экспериментов была проведена в непрерывном спектре (где плазма заведомо оптически тонкая), выделяя с помощью набора фильтров (ПС7 + СЗС21 + ОС12) интервал $\Delta\lambda \approx 20$ нм вблизи $\lambda \approx 560$ нм. На рис. 8 приведен спектр излучения плазмы, полученный с фильтрами и без них (снят в первом пике свечения).

Результаты съёмок в непрерывном спектре показаны на рис. 9. При плотности гелия $n_0 = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (рис. 9,А), интересной для экспериментов по взаимодействию РЭП с плазмой, на начальной стадии разряд неоднороден (рис. 9,А) затем, на плато плотности, он становится аксиально-симметричным с некоторым понижением интенсивности свечения в центре, а затем после окончания тока ($t > 50$ мкс) вновь становится неоднородным с характерной лучевой структурой. Такой характер изменения свечения наблюдался также в линиях гелия (например в линии HeII, $\lambda = 468.6$ нм). Возможно, неоднородность плазмы после окончания разряда связана с желобковой неустойчивостью, которая развивается, согласно

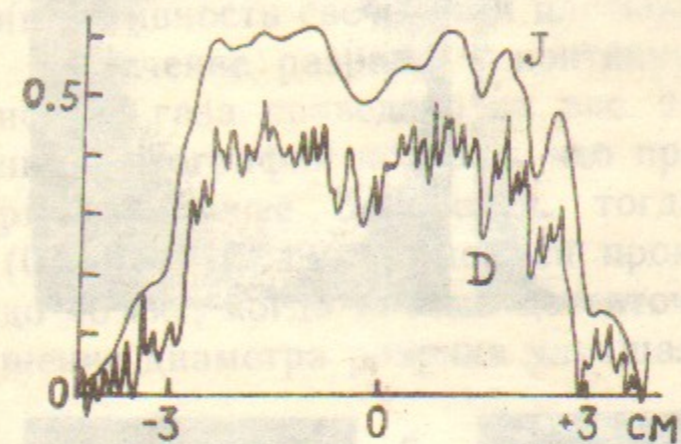


Рис. 7. Поперечное распределение интенсивности свечения плазменного столба (в линии HeII, $\lambda = 468.6$ нм) при $n_0 = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в момент времени $t = 7$ мкс. Слева: D — денситограмма, J — распределение интенсивности свечения, восстановленное в соответствии с [6].

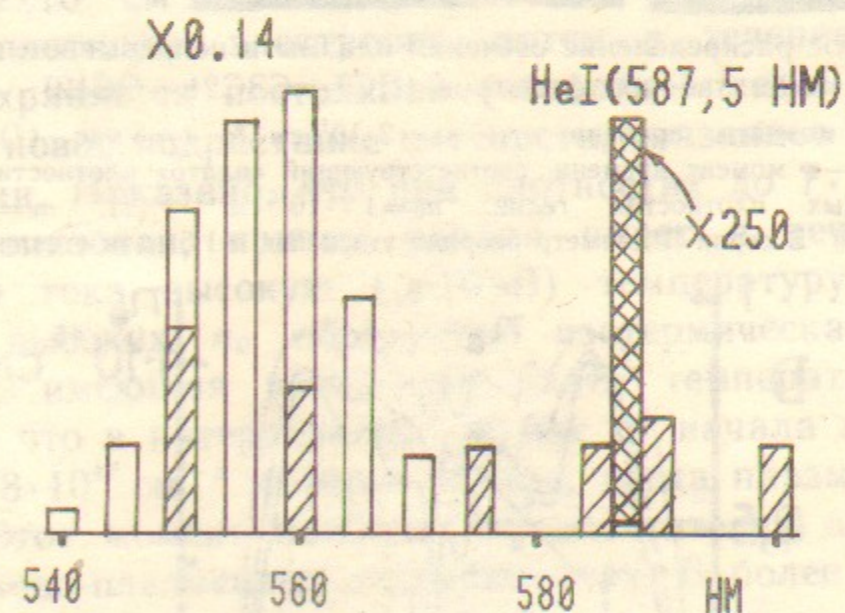


Рис. 8. Спектр свечения плазмы, снятый через набор светофильтров (ПС7 + СЗС21 + ОС12) — светлые столбики, и без него — заштрихованные столбики. Высота столбика с двойной штриховкой уменьшена в 250 раз, в то время как высота светлых столбиков в 7 раз больше действительной.

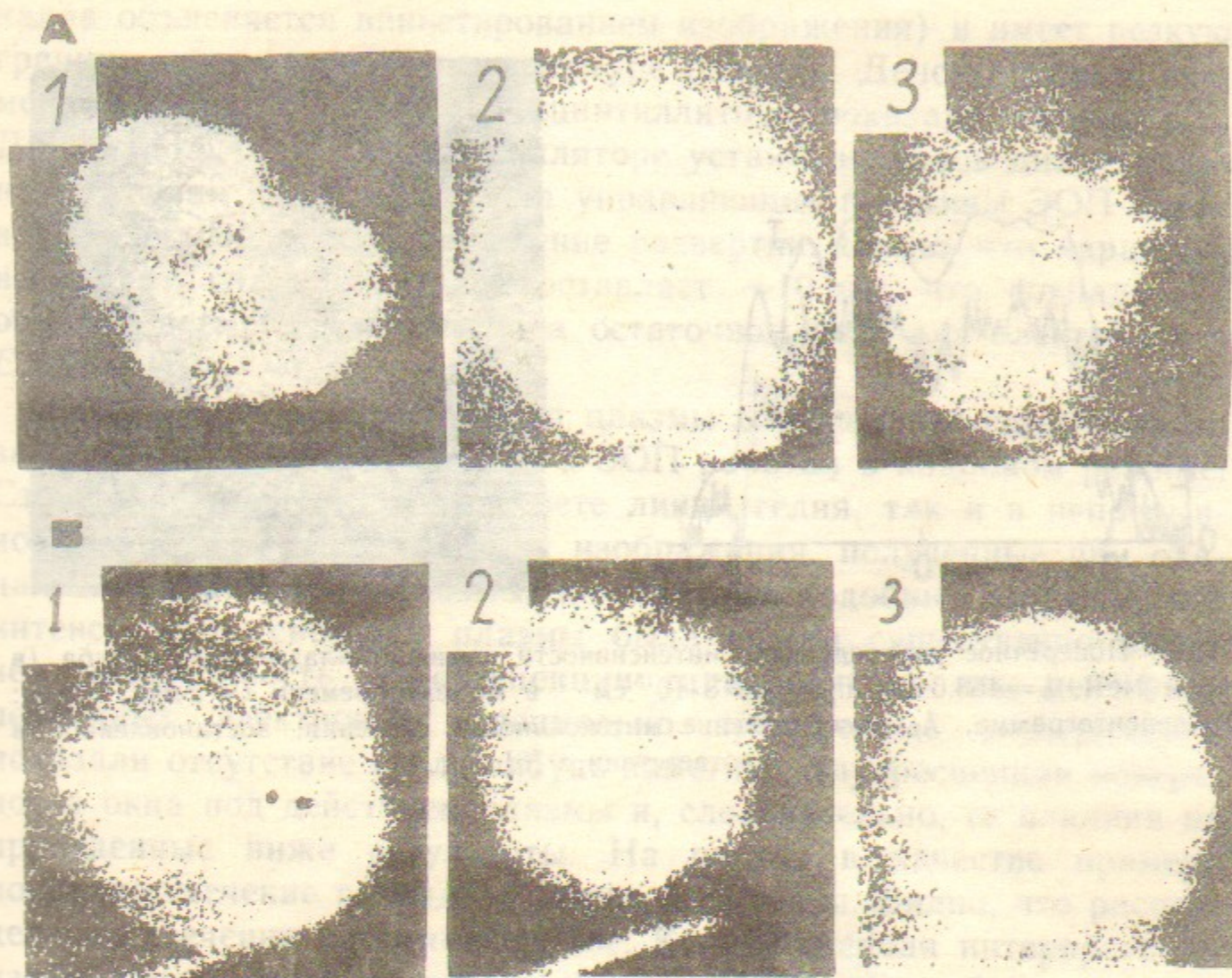


Рис. 9. Поперечное распределение свечения плазмы в непрерывном спектре, выделяемом набором фильтров (ПС7+СЗС21+ОС12).

А—в различные моменты времени при $n_0=2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$: $t=3 \text{ мкс}$ (1), $t=17 \text{ мкс}$ (2), $t=130 \text{ мкс}$ (3). Б—в момент времени, соответствующий «плато» плотности ($t=10 \div 20 \text{ мкс}$), но при различных плотностях гелия: $n_0=1.7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (1), $n_0=2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (2), $n_0=3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (3). В серии Б диаметр разряда уменьшен в 1.5 раза стеклянной диафрагмой.

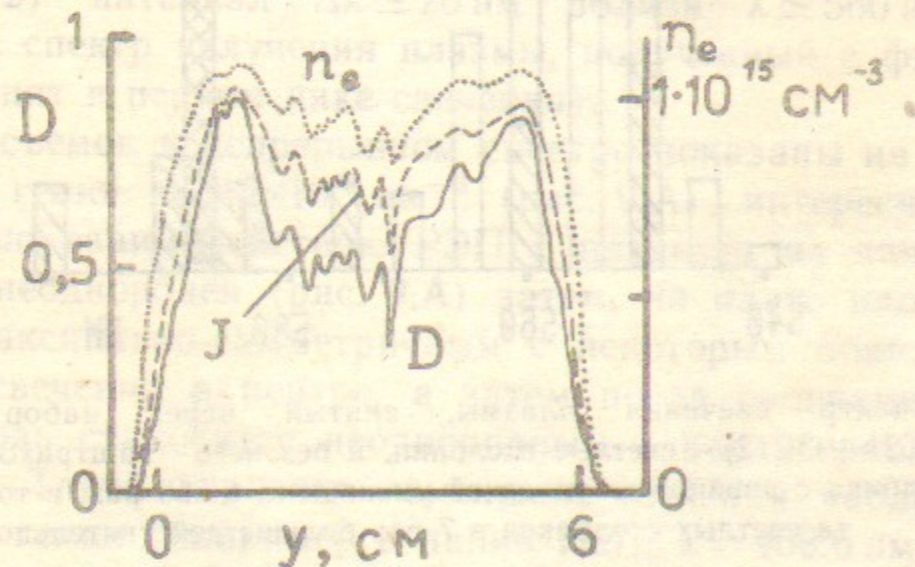


Рис. 10. Денситограмма свечения плазмы при $n_0=2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ $t=17 \text{ мкс}$. Здесь же приведены восстановленные по плотности почернения интенсивность свечения (штриховая) и плотность плазмы (точки).

оценке, за время несколько десятков микросекунд вследствие ослабления вмороженности столба плазмы в торцы после окончания тока. На рис. 10 представлена денситограмма свечения плазмы при $n_0=2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $t=17 \text{ мкс}$ и восстановленные по ней интенсивность свечения и плотность плазмы.

Свечение разряда в континууме при разных начальных плотностях газа приведено на рис. 9,Б. Полный анализ всех полученных фотографий показал, что при самых высоких плотностях разряд наименее однороден, тогда как в диапазоне плотностей $(0.3 \div 8) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ имеются промежутки времени в период от 10 до 40 мкс, когда плазма достаточно однородна по сечению. Уменьшение диаметра разряда улучшало однородность свечения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулируем основные итоги работы. С помощью прямого разряда в металлической дрейфовой камере длиной 1 метр, помещенной в сильное продольное магнитное поле 4 Т, получен плазменный столб плотностью до 10^{15} см^{-3} . Исследованы основные характеристики гелиевой плазмы (плотность, температура, пространственное распределение) при плотностях исходного газа $n_0=3 \cdot 10^{14} \div 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. В течение первых 10 мкс разряда происходит рост плотности электронов, затем в течение 10—30 мкс плотность сохраняется постоянной (область «плато») после чего наблюдается новое подрастание плотности, связанное со вторичными процессами. Показано, что при плотностях до $7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ газ полностью ионизован, причем плазма имеет в течение первых полупериодов тока высокую ($\geq 10 \text{ эВ}$) температуру электронов. При более высоких n_0 образуется изотермическая плазма с $n_e \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, имеющая в области плато температуру 3—7 эВ. Установлено, что в интервале 10—40 мкс от начала импульса при $n_0=3 \cdot 10^{14} \div 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ имеется период, когда плазма достаточно однородна. Этот момент наиболее предпочтителен для инъекции пучка в пучково-плазменных экспериментах. В более позднее время ($> 50 \text{ мкс}$) развивается неустойчивость, искажающая поперечный профиль плазмы.

Авторы благодарят А.В. Аржанникова, Б.Н. Брейзмана, А.В. Бурдакова, В.С. Койдана, С.В. Лебедева, Д.Д. Рютова, М.А. Щеглова за полезное обсуждение результатов, а Р.Р. Ибрагимова и Ю.И. Красникова за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аржанников А.В., Бурмасов В.С., Вячеславов Л.Н., Койдан В.С. Физика плазмы, 1984, т.10, вып.1, с.175.
2. Бурмасов В.С., Вячеславов Л.Н., Кандауров И.В. и др. Вопр. атомной науки и техники, Сер. Термояд. синтез, 1987, вып.2., с.31.
3. Arzhannikov A.V., Burdakov A.V., Kapitonov V.A. et al. Plasma Phys. and Contr. Fusion, 1988, v.30, p.1571.
4. Рютов Д.Д. Вопр. атомной науки и техники. Сер. Термояд. синтез, 1978, вып.1—2, с.96.
5. Burdakov A.V., Deulin Yu.I., Kapitonov V.A. et al. 19th Intern. Conf. on Phenom. in Ionized Gases: Contributed Papers, Belgrade, 1989, v.1, p.252.
6. Князев Б.А., Мельников П.И., Чикунов В.В. Препринт ИЯФ, 89-103, Новосибирск, 1989, 10с.; ЖТФ, в печати.
7. Князев Б.А., Мельников П.И., Чикунов В.В. Препринт ИЯФ, 88-76, Новосибирск, 1988, 24с.;
Chikunov V.V., Knyazev B.A., Melnikov P.I. Proc. 13th Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Paris, 1988, v.2, p.436.
8. Воропаев С.Г., Горбовский А.И., Князев Б.А. и др. Вопр. атомной науки и техники. Сер. Термояд. синтез, 1986, вып.2, с.25.
9. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1978, с.592.
10. Грим Г. Спектроскопия плазмы. М.: Атомиздат, 1969, с.226.
11. Волков Е.Д., Перепелкин Н.Ф., Супруненко В.А., Сухомлин Е.А. Коллективные явления в токонесущей плазме. Киев: Наукова думка, 1978, с.188.
12. Галеев А.А., Сагдеев Р.З. В кн. Основы физики плазмы. Дополнение к т.2., с.5
13. Vrejzman V.N., Ryutov D.D. Nuclear Fusion, 1974, v.14, p.873.
14. Князев Б.А., Мельников П.И., Чикунов В.В. Препринт ИЯФ, 90-40, Новосибирск, 1990; Физика плазмы, в печати.

Б.А. Князев, П.И. Мельников, В.В. Чикунов

Характеристики плазмы
замагниченного прямого разряда
в металлической камере на установке СПИН

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 1 марта 1990 г.
Подписано в печать 19.03 1990 г. МН 08456
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,7 печ.л., 1,4 уч.-изд.л.
Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ № 39

Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапункте Института ядерной физики
СО АН СССР,

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.