



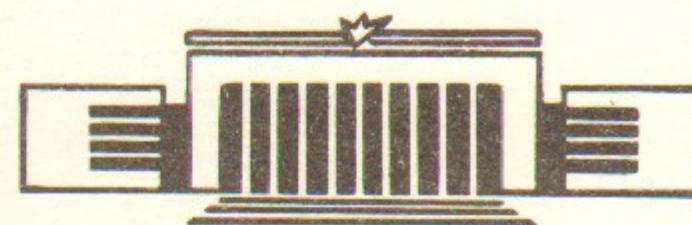
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

20

Д.Д. Рютов

ДВИЖЕНИЕ НЕЙТРАЛИЗОВАННОГО  
ПОТОКА БЫСТРЫХ ИОНОВ  
ВДОЛЬ НЕОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

ПРЕПРИНТ 86-38



НОВОСИБИРСК

1986



## А Н Н О Т А Ц И Я

Рассмотрено движение сгустка быстрых ионов, нейтрализованного холодными электронами, вдоль неоднородного ведущего магнитного поля. Предполагается, что масштаб изменения магнитного поля мал по сравнению с ларморовским радиусом ионов, а поперечный размер сгустка велик по сравнению с ионным дебаевским радиусом  $r_{Di}$ . Получены уравнения, описывающие движение сгустка в пределе  $r_{Di} \rightarrow 0$ , и показано, что траектории ионов существенно отклоняются от магнитных поверхностей. Рассмотрены также возмущения, вносимые миниатюрным хорошо проводящим препятствием в поток ионов.

## I. ВВЕДЕНИЕ

Рассмотрим движение потока быстрых ионов, нейтрализованного холодными электронами, вдоль магнитного поля. Будем считать, что "температура" ионов  $T_i$  много меньше энергии их направленного движения  $W$ , а дебаевский радиус ионов (рассчитанный по их "температуре") — много меньше поперечного размера струи. Обладающие такими свойствами потоки могут создаваться при т.н. "газодинамическом" ускорении ионов [1-3] или при использовании мощных плазменных пушек [4]. В первом случае характерная энергия ионов составляет примерно 1 МэВ, во втором — 10 кэВ.

Если возникает необходимость увеличить плотность потока, его можно инжектировать в неоднородное магнитное поле типа изображенного на рис. I. В случаях, когда длина переходной области  $l$  велика по сравнению с ларморовским радиусом ионов  $r_{Li}$  (рассчитанным по их полной энергии), возможность магнитной компрессии определяется начальной "температурой" ионов  $T_i$ : при

$$T_i < W \frac{H_1}{H_2} \quad (I)$$

ионы проходят в область сильного поля, а при выполнении обратного неравенства большая часть их отражается назад. В настоящем сообщении мы остановимся на случае, когда ларморовский радиус ионов очень велик по сравнению с  $l$ , так что в первом приближении можно вообще не учитывать влияния магнитного поля на движение ионов в переходной области. В таких условиях компрессия возможна потому, что электроны потока "приклеены" к силовым линиям, а ионы удерживаются за электроны вследствие квазинейтральности потока\* (см., например, [5]). Естественно, при этом считается, что магнитное поле достаточно велико для того, чтобы можно было пренебречь его искажением азимутальным электронным током, текущим в сгустке (ср. [5]).

На первый взгляд, кажется, что при такой постановке задачи ионы будут просто следовать силовым линиям магнитного поля

\* Напомним, что ионный дебаевский радиус мал по сравнению с поперечным размером потока.



(ср. уравнение (1) в работе [6] в пределе  $N_i \rightarrow \infty$ , соответствующем нулевому дебаевскому радиусу). В действительности, однако, ситуация оказывается более тонкой. Дело в том, что при низкой температуре электронов магнитные поверхности являются эквипотенциалами (ср. [7]), и появление радиального электрического поля в переходной области (рис.1) неизбежно вызывает появление радиального поля и в других сечениях плазмы, так что там также возникает движение ионов поперек силовых линий. Кроме того, существенное влияние на характер движения оказывает граничное условие на задней границе потока: если она находится в контакте с проводящей поверхностью (как это имеет место в газодинамическом методе ускорения ионов), то радиальные поля вообще "закорачиваются". Именно с этого случая мы начнем рассмотрение.

## II. ДВИЖЕНИЕ ИОНОВ ПРИ НАЛИЧИИ КОНТАКТА ЗАДНЕЙ ГРАНИЦЫ ПОТОКА С ПРОВОДЯЩЕЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

В газодинамическом методе ускорения ионы вытягиваются из плотной "поверхностной" плазмы (рис.2) электрическим полем облака осциллирующих релятивистских электронов. К концу импульса диодного напряжения энергия осциллирующих электронов падает до нуля. Вместе с ней падает до нуля и энергия тех ионов, которые вытягиваются из поверхностной плазмы в последние моменты ускоряющего импульса. Поэтому задний конец ступки все время остается в контакте с проводящей поверхностью анодной фольги. Именно через этот контакт происходит замещение быстрых осциллирующих электронов медленными электронами поверхностной плазмы после снятия ускоряющего импульса.

Распределение плотности ионов по радиусу на участке однородного поля I (рис.1) будем характеризовать функцией  $n_0(r)$ , которая резко обрывается на некотором радиусе  $r = a^*$ . Поскольку вне магнитной поверхности, опирающейся на радиус  $r = a^*$ , электроны отсутствуют, туда не могут попасть и ионы, так что эта магнитная поверхность является границей ступки на всем его протяжении. Внутри неё, вследствие высокой продольной проводимости электронов и их контакта с проводящим торцом, электрических полей нет. Поскольку магнитное поле не влияет на движение ионов, они движутся по прямой, отражаясь от границы ступки. Несколько типичных траекторий ионов показаны на рис.3.

При зеркальном отражении ионов от осесимметричной границы вблизи оси системы возникает интегрируемая особенность плотности вида  $n \sim 1/r$  \*). Что касается ионов, которые двигались на участке I внутри радиуса  $a^*/\sqrt{R}$ , где  $R = H_2/H_1$  - пробочное отношение, то они не сталкиваются со стенкой и движутся по прямой. Поэтому в области 2 распределение плотности представляет собой суперпозицию исходного распределения  $n_0(r)$  и добавки вида  $1/r$ , связанной с отраженными от стенок частицами:

$$n = \begin{cases} n_0(r) + \frac{\sqrt{R}}{a^*r} \int_{\frac{a^*}{\sqrt{R}}}^{a^*} r' n_0(r') dr', & r < a^*/\sqrt{R}, \\ 0, & r > a^*/\sqrt{R}. \end{cases}$$

При вычислении плотности по этой формуле мы считаем, что все ионы, испытывающие отражения от стенок, попадают в конечном итоге в область сильного поля (2 на рис.1). Чтобы это было верно, угол, образуемый границей потока с осью системы, должен быть достаточно мал. Так, в случае, когда граница потока в переходной области представляет собой поверхность конуса с углом при вершине  $2\alpha$ , должно быть выполнено условие  $\alpha \lesssim \sqrt{1/R}$  (см. [8], задача 13.21).

## III. ДВИЖЕНИЕ ПОТОКА В ОТСУТСТВИИ КОНТАКТА С ПРОВОДЯЩЕЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Если тем или иным способом контакт потока с проводящей поверхностью на заднем фронте потока устранен, то характер движения меняется.

Будем характеризовать распределение плотности ионов (и электронов) в ступке функцией  $n(r, z, t)$ . Пусть в начальный момент ступка целиком находится в области I (рис.1), и распределение плотности в нем известно:  $n(r, z, 0) = n_0(r, z)$ . Поскольку при движении ступки электроны не могут переходить с одной магнитной поверхности на другую, их число (а, следовательно, и число ионов) в каждой силовой трубке сохраняется.

\*) На самом деле конечность магнитного поля приводит к сглаживанию этой особенности на небольшом расстоянии от оси.



Уравнение магнитной поверхности в параксиальном приближении есть

$$r = r_1 \sqrt{\frac{B_1}{B}}, \quad (2)$$

где  $r_1$  — радиус магнитной поверхности в области I. Соответственно, число ионов внутри той силовой трубки, которая в области I опирается на кольцо радиуса  $r_1$  и ширины  $dr_1$ , есть

$$2\pi r_1 dr_1 \int \frac{B_1}{B(z)} n(r_1 \sqrt{\frac{B_1}{B(z)}}, z, t) dz.$$

Как отмечено выше, это число сохраняется, т.е.

$$\int \frac{B_1}{B} n(r_1 \sqrt{\frac{B_1}{B}}, z, t) dz = \int n_0(r, z) dz. \quad (3)$$

Так как магнитные поверхности суть эквипотенциали, радиальное электрическое поле может быть представлено в виде

$$E(r, z, t) = \sqrt{\frac{B}{B_1}} E_1\left(r \sqrt{\frac{B}{B_1}}, t\right), \quad (4)$$

где функция  $E_1(r, t)$  имеет смысл электрического поля на участке I. Она должна "подстраиваться" так, чтобы условие (3) выполнялось в каждый момент времени.

Будем считать, что начальный угловой разброс в сгустке отсутствует, и что возникающая в процессе компрессии радиальная составляющая скорости  $V_r$  мала по сравнению с продольной скоростью  $V_z$  (последнее верно при условии  $\alpha \lesssim 1/\sqrt{R}$ ). При этих допущениях уравнения газодинамики ионов имеют вид:

$$M \left( \frac{\partial v_r}{\partial t} + v_0 \frac{\partial v_r}{\partial z} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) = e \sqrt{\frac{B}{B_1}} E_1\left(r \sqrt{\frac{B}{B_1}}, t\right), \quad (5)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + v_0 \frac{\partial n}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r n) = 0, \quad (6)$$

где  $e$  и  $M$  — заряд и масса иона. Продольная скорость ионов считается постоянной вдоль сгустка.

Система уравнений (3) — (6) допускает простое решение в случае небольших пробочных отношений,  $R-1 \lesssim 1$ , когда "уход" силовой линии от прямой мал по сравнению с характерным радиальным масштабом изменения плотности  $a$ . В этом случае уравнения (3) — (6) допускают линеаризацию. Переходя в систему координат, движущуюся со скоростью  $v_0$  и вводя обозначения

$$\delta B = B - B_1,$$

$$\delta n = n - n_0,$$

$$\xi = \int_0^t v_r dt,$$

получаем:

$$\int dz \left[ -\frac{\delta B}{B_1^2} n_0 - \frac{\delta B}{2B_1^2} r \frac{\partial n_0}{\partial r} + \frac{\delta n}{B_1} \right] = 0, \quad (7)$$

$$M \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = e E_1(r, t), \quad (8)$$

$$\delta n + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \xi n_0) = 0. \quad (9)$$

Из (7) и (9) находим, что

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \xi \int_{-\infty}^{+\infty} n_0 dz \right) = -\frac{1}{2r} \int \frac{\partial}{\partial r} \left[ r^2 n_0(r, z) \right] \frac{\partial B(z+v_0 t)}{\partial z} dz \quad (10)$$

(мы учли, что, в соответствии с (8),  $\xi$  не зависит от  $z$ ). Проводя в (10) интегрирование по радиусу, находим:

$$\xi(r, t) = -\frac{r}{2 \int_{-\infty}^{+\infty} n_0(r, z) dz} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\delta B(z+v_0 t)}{B_1} n_0(r, z) dz \quad (11)$$



Зная  $\xi$ , можно с помощью уравнения (8) найти  $E_1$ .

Наглядно полученное решение можно представить себе следующим образом. В исходном положении ступка пометим ("покрасим") ионы, составляющие некоторую цилиндрическую поверхность (I на рис.4), и проследим за деформацией этой поверхности при движении ступки через область компрессии. Как видно из (8), в рассматриваемом линейном приближении эта поверхность остается цилиндрической ( $\xi$  не зависит от  $z$ ) и не следует, вообще говоря, форме магнитной поверхности (см. положение 2 на рис.4). Только далеко в области сильного поля поверхность цилиндра вновь совмещается с исходной магнитной поверхностью (положение 3 на рис.4).

При больших степенях компрессии задача становится много более трудной, поскольку возникает многопоточное движение, связанное с отражением части ионов от границы потока. Существенно при этом, что, в отличие от ситуации, рассмотренной в разделе II, в радиальное движение вовлекаются не только ионы, достигшие области сходящегося магнитного поля, но и ионы на участке I (т.к. там тоже возникает электрическое поле). На начальной фазе вхождения ступки в магнитную пробку это движение направлено в целом к оси ступки. Но после того, как в "голове" ступки отраженные от границы ионы достигнут оси, и на ней возникнет особенность плотности, в "хвосте" ступки начнется движение ионов от оси (которое вызывается необходимостью выполнить условие (3) в приосевой области). Возникающее при этом сложное волновое движение с пересечением траекторий количественно может быть описано, по-видимому, только численными методами (хотя качественная картина вполне ясна).

Подчеркнем, что радиальное движение ионов в некотором сечении ступки начинается еще до того, как это сечение входит в область компрессии. Вследствие этого скорость иона при первом столкновении с границей ступки, вообще говоря, имеет некоторую отличную от нуля радиальную составляющую, что, в свою очередь, влияет на условие проникновения иона в область сильного поля (ср. [8]).

#### IV. ОБТЕКАНИЕ ЛОКАЛЬНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В задачах диагностики ионного потока встречается ситуация, когда в ионный поток, распространяющийся в однородном магнитном поле, вносится небольшой хорошо проводящий цилиндр с осью, параллельной направлению течения. Вследствие своей высокой проводимости он возмущает магнитное поле так, как это показано на рис.5\*<sup>ж</sup>). Размер возмущения очень мал по сравнению с ларморовским радиусом ионов, но велик по сравнению с ларморовским радиусом электронов, так что по-прежнему ионы "не чувствуют" магнитного поля, а электроны "приклеены" к силовым линиям. Вопрос состоит в том, какие электрические поля возникают в окрестности зонда и как они влияют на набегающий поток ионов.

Вследствие высокой проводимости вещества цилиндра, толщину скин-слоя  $\delta$  будем считать малой по сравнению с радиусом цилиндра  $a$ . В этом случае радиус  $\rho$  трубки силовых линий, пересекающих поверхность цилиндра, равен по порядку величины  $\sqrt{a \cdot \delta}$ . Через эту трубку электроны свободно достигают поверхности цилиндра. В практически наиболее реальном случае наличия контакта заднего фронта ступки с проводящей поверхностью потенциал в любой точке потока равен нулю, т.е. электрических полей в окружающем цилиндр пространстве не возникает, и ионы в окрестности цилиндра движутся по прямолинейным траекториям (с точностью до малых эффектов, вызываемых неоднородностью магнитного поля). Что же касается электронов, то их плотность внутри цилиндра - вследствие ослабления там магнитного поля - делается исчезающе малой.

#### У. ВЫВОДЫ

I. При движении полностью нейтрализованного ( $\Gamma_{\pm i} \rightarrow 0$ ) ионного ступка вдоль неоднородного магнитного поля с масштабом неоднородности, меньшим  $\Gamma_{Li}$ , ионы отнюдь не следуют магнитным поверхностям.

\*<sup>ж</sup>) Смысл внесения проводящего цилиндра в поток состоит в том, чтобы посредством расталкивания магнитного поля сильно ослабить поток электронов в маленькое отверстие, расположенное на лицевой поверхности цилиндра, и создать условия, когда на датчик, расположенный внутри цилиндра, будут попадать только ионы.



2. Характер движения ионов существенно зависит от граничного условия на задней поверхности ступка.

3. В отсутствие контакта задней поверхности ступка с проводящим торцом движение ионов внутри ступка имеет волновой характер; существенную роль играет пересечение траекторий. Возникающие эффекты могут сильно влиять на предельную степень сжатия.

4. На оси ступка в области сильного магнитного поля имеется пик плотности.

5. При малых  $T_e$  внесение в поток миниатюрного зонда, вытесняющего магнитное поле, не приводит к появлению в окрестности зонда значительных электрических полей.

## ЛИТЕРАТУРА :

1. Д.Д.Рютов, Г.В.Ступаков. Физика плазмы, 2, 767, 1976.
2. Д.Д.Рютов. Препринт ИЯФ СО АН № 77-4, 1977.
3. А.В.Бурдаков, В.С.Койдан, А.И.Рогозин, В.В.Чикунов. ЖЭТФ, 80, 1391, 1981.
4. А.М.Житлухин, В.М.Сафронов, Ю.В.Скворцов. Физика плазмы, 7, 1099, 1981.
5. S. Robertson, H. Ishizuka, W. Peter, N. Rostoker. Proc. of the 4<sup>th</sup> Int. Conf. on High-Power Electron- and Ion-Beam Research and Technology, Palaiseau (France), 1981, v.1, p.137.
6. А.П.Авроров, В.Т.Астрелин, Э.Л.Бояринцев, В.М.Лагунов. Тезисы докладов Всесоюзного семинара "Плазменная электроника", Харьков, 1983, г., стр. 79.
7. А.И.Морозов, С.В.Лебедев. В сб.: "Вопросы теории плазмы", вып. 8, стр. 247, М.: Атомиздат, 1974.
8. Г.Л.Коткин, В.Г.Сербо. Сборник задач по классической механике, М., "Наука", 1977.



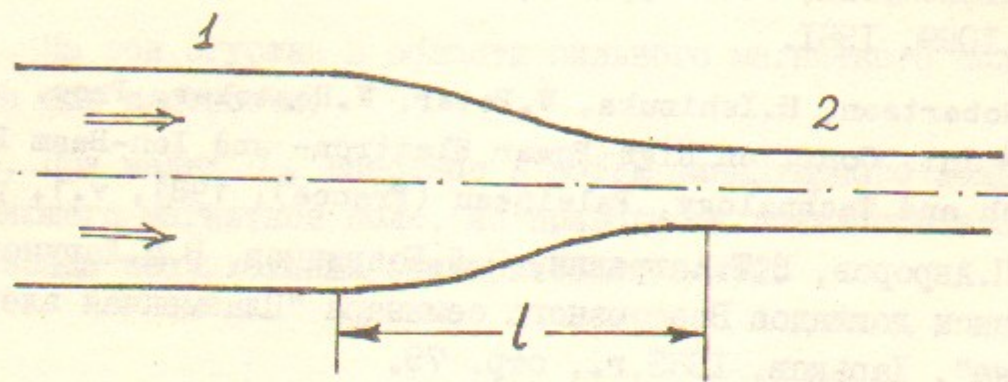


Рис.1. Схема компрессии пучка. Стрелками показано направление потока; 1 - область однородного слабого поля, 2 - область однородного сильного поля,  $l$  - длина переходного участка.

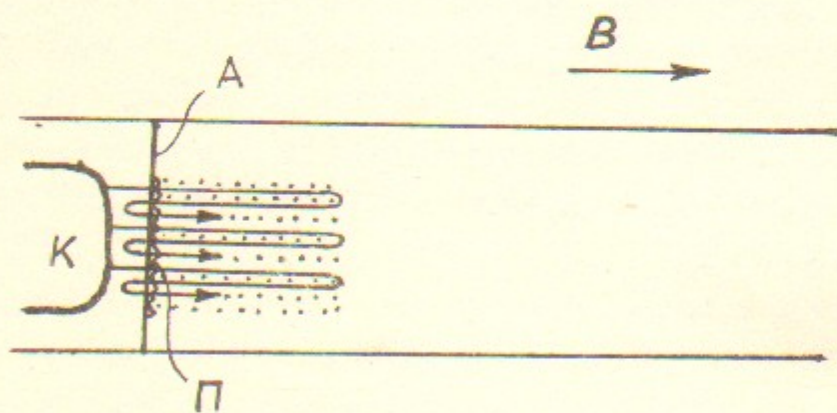


Рис.2. Схема газодинамического ускорения ионов: К - катод; А - анодная фольга; П - поверхностная плазма. Стрелками показаны осциллирующие электроны, точками - ускоряемые ионы.

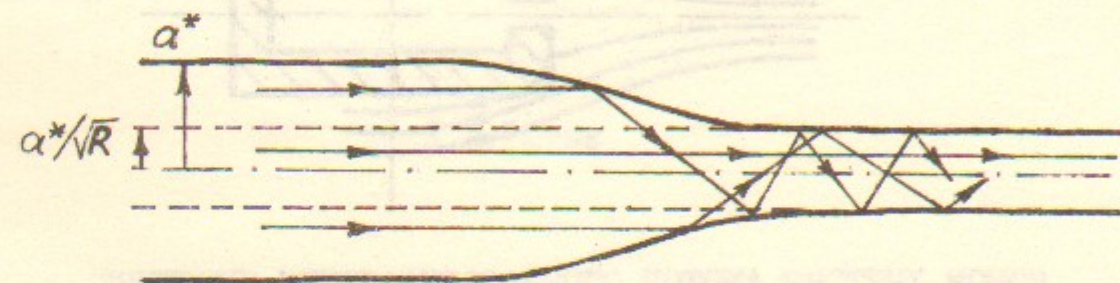


Рис.3. Движение ионов при наличии контакта заднего фронта сгустка с проводящей поверхностью.

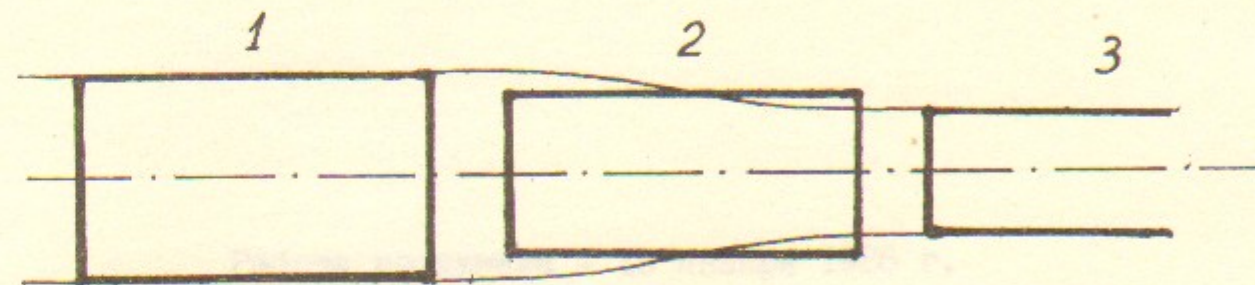


Рис.4. Деформация цилиндрической поверхности, составленной ионами сгустка, при движении сгустка в неоднородном магнитном поле. Тонкими линиями показана магнитная поверхность.



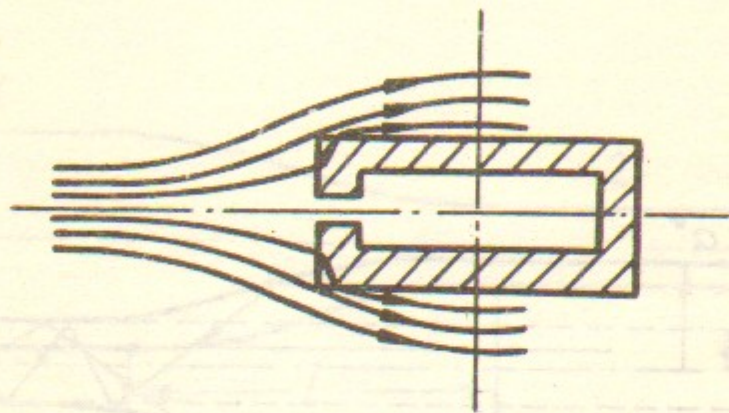


Рис.5. Искажение магнитного поля проводящим цилиндром.

Д.Д.Рютов

ДВИЖЕНИЕ НЕЙТРАЛИЗОВАННОГО ПОТОКА БЫСТРЫХ ИОНОВ  
ВДОЛЬ НЕОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Препринт  
№ 86-38

Работа поступила - 15 января 1986 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов  
Подписано к печати 14.02-1986 г. МН II660  
Формат бумаги 60x90 I/16 Усл. I,0 печ.л., 0,8 учетно-изд.л.  
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 38.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90