

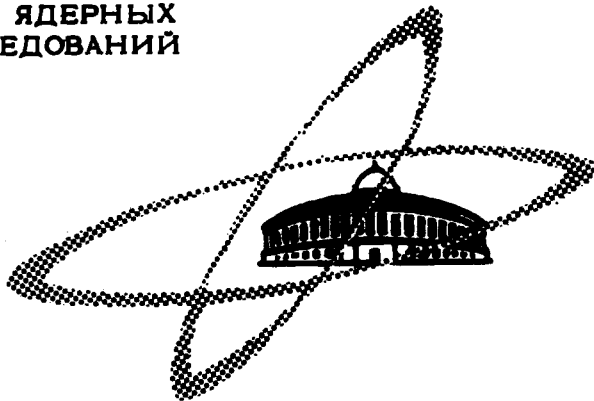
С 342a
П-305

18/14 - 1990

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Дубна.

P7-5180



Л.А. Петров, В.А. Карнаухов, Д.Д. Богданов

**ОБ АНОМАЛИЯХ
ДЛЯ СРЕДНИХ ЗАРЯДОВ
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В ГЕЛИИ
И ВОЗДУХЕ**

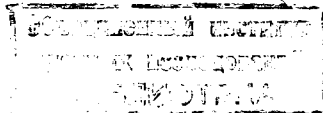
P7-5180

Л.А. Петров, В.А. Карнаухов, Д.Д. Богданов

8471 / 2 чр

**ОБ АНОМАЛИЯХ
ДЛЯ СРЕДНИХ ЗАРЯДОВ
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В ГЕЛИИ
И ВОЗДУХЕ**

Направлено в ЖЭТФ



Равновесное распределение ионов по наиболее интенсивным зарядовым группам при прохождении через среду хорошо описывается распределением Гаусса и характеризуется двумя параметрами: средним зарядом (\bar{z}) и полушириной. Средний заряд иона с атомным номером z зависит от скорости и среды, полуширина практически постоянна и составляет $\approx 40\%$. Большинство имеющихся к настоящему времени экспериментальных данных о средних зарядах ионов в газах относится к ионам с $z < 20^{1/}$. Для более тяжелых ионов имеются лишь отдельные сведения, относящиеся в основном к осколкам деления ^{2-8/}. В настоящей работе были измерены средние заряды ионов в диапазоне Кг – W при прохождении через He и воздух со скоростями $\approx 10^8$ см/сек.

Установлено аномальное уменьшение среднего заряда при переходе к редким землям. Для тербия это уменьшение составляет 15% по сравнению со значением, полученным путем экстраполяции от более легких элементов.

Экспериментальная методика

Для измерений был использован магнитный масс-сепаратор с газовым наполнением, подробно описанный в ^{7/}. При прохождении через сепаратор за счёт многократных перезарядочных столкновений с молекулами газа – наполнителя заряд иона непрерывно меняется, флюктуи-

руя около равновесного значения. Магнитная жесткость иона определяется усредненным по всем (N) столкновениям значением заряда, которое при достаточно большом N стремится к \bar{e} . Измерив распределение ионов по $N\rho$, можно легко вычислить значение \bar{e} , используя известную формулу

$$\bar{N}\rho = \frac{m V C}{\bar{e}} \quad (1)$$

Распределение ионов по усредненному заряду сохраняет форму Гаусса, но имеет полуширину в $K\sqrt{N}$ меньше, чем для равновесного распределения (коэффициент $K < 1$). Дисперсия усредненного заряда и уширение изображения за счет многократного рассеяния ионов на молекулах газа являются основными факторами, определяющими разрешение газонаполненного масс-сепаратора. В нашем случае при рабочих давлениях (2,7 тор для He и 0,35 тор для воздуха) разрешение по $N\rho$ составляло 3-5%.

В качестве тяжелых ионов использовались прежде всего ионы изотопов ^{84}Kr и ^{132}Xe , ускоренные на циклотроне У-300 ОИЯИ до энергий 102 и 147 Мэв соответственно. Энергию этих ионов можно было менять с помощью поглотителей. Измерение энергии и распределения по магнитной жесткости осуществлялось с помощью сканирующего устройства с поверхностно-барьерным детектором^{/8/}, расположенного в фокальной плоскости магнитной системы.

Другим источником тяжелых ионов были ядерные реакции, вызываемые пучком ^{40}Ar (180-190 Мэв) в различных мишенях^{x/}. В качестве продуктов ядерных реакций были получены ионы изотопов ^{90}Mo , ^{103}Ag , ^{110}Sn , ^{125}Cs , некоторых редкоземельных элементов

^{x/}Мишень располагалась на месте источника магнитно-оптической системы.

и вольфрама. За счет импульса, передаваемого бомбардирующей частицей, эти изотопы вылетали из мишени, проходили через магнитную систему и задерживались алюминиевым сборником, помещенным в фокальную плоскость. Средняя энергия продуктов ядерных реакций определяется кинематикой и толщиной мишени. По оценкам для всех исследованных ионов она была в диапазоне 30-50 Мэв ($\frac{V}{V_0} = 3-4$). Для увеличения выхода использовались сравнительно толстые мишени (1,5-3,0 мг/см²). Это обуславливало значительный разброс в энергии и, следовательно, скорости ионов отдачи ($\frac{\Delta V}{V} = 0,3$). Однако, как было показано для ^{108}Ag , изменение толщины мишени от 1,7 мг/см² до 4,5 мг/см² не влияет на положение максимума в распределении ионов по $N\rho$ с точностью до 1%, а полуширина распределения увеличивается всего от 3,5% до 4%^{/7/}. Такой результат является следствием того, что зависимость среднего заряда от скорости близка к пропорциональной: $\bar{e} \approx f(z) V$. Это означает, что в выражении для магнитной жесткости "равновесной" частицы скорость выпадает:

$$\bar{N}\rho = \frac{m c}{f(z)}$$

Распределение по $N\rho$ для ионов ^{90}Mo , ^{103}Ag , ^{110}Sn , ^{125}Cs и ^{149}Tb устанавливалось путем измерения распределения характеристической γ -активности (а для ^{149}Tb - альфа-активности) сборника в фокальной плоскости. Изотопы идентифицировались по энергии γ -лучей, измеряемой Ge-Li спектрометром, и периоду полураспада. В остальных случаях (изотопы редких земель, за исключением ^{149}Tb , и вольфрам) идентификация по радиоактивным характеристикам была затруднена и изотопы - продукты реакций регистрировались в фокальной плоскости трековыми слюдяными детекторами^{/9/}.

Результаты измерений и обсуждение

1. На рис. 1 представлена зависимость среднего заряда от скорости для ионов ^{84}Kr в гелии и воздухе. В обоих случаях экспериментальные точки хорошо ложатся на прямую:

$$\bar{e} = a V/V_0 + b \quad (2)$$

Значения коэффициентов a и b равны: $a = 2,45 \pm 0,1$; $b = -0,8 \pm 0,3$ для гелия и $a = 2,45 \pm 0,1$; $b = 0,8 \pm 0,3$ для воздуха. Согласно Бору^{/10/} движущийся в среде ион удерживает лишь те электроны, орбитальная скорость которых больше скорости иона ($V_e > V$). Использование этого критерия и статистической модели атома Томаса-Ферми приводит к пропорциональной зависимости среднего заряда от скорости^{/11/}

$$\bar{e} = z^{1/3} \frac{V}{V_0} \quad (3)$$

в интервале скоростей $V_0 < V < z^{2/3} V_0$. Такая зависимость справедлива только в первом приближении. Отклонение от пропорциональности среднего заряда тяжелых ионов и скорости отмечалось и в работах^{/4,5/}, в которых измерялись заряды осколков деления. В этих работах было предложено следующее соотношение для среднего заряда осколков: $\bar{e} = f(z) V^{1-x}$. Из наших данных следует, что это соотношение не совсем удачно, т.к. величина x зависит от скорости иона. Отметим, что эффект давления в равновесном заряде тяжелых ионов^{/3/} не может привести к заметному отклонению от пропорциональности. Более того, в работах^{/4,7/} показано, что в случае гелиевого заполнения уменьшение давления приводит к большему отличию от пропорциональности в зависимости \bar{e} от V .

Отклонение экспериментальных данных от формулы (3) не должно вызывать удивления, поскольку она носит качественный характер. Более строгим является соотношение

$$\bar{e} = \bar{\nu}(V) \frac{V}{V_0}, \quad (4)$$

где $\bar{\nu}(V)$ - эффективное квантовое число в модели Томаса-Ферми, усредненное по скорости электрона от нуля до V . Известно, что для наиболее слабо и сильно связанных электронов $\bar{\nu}$ близко к единице, а в промежуточной области имеет плоский максимум, достигающий значения, близкого к $z^{1/3}$. В первом приближении формула (4) совпадает с (3), поскольку $\bar{\nu}(V)$ для достаточно больших скоростей близко к $z^{1/3}$. Однако при более детальном рассмотрении следует учесть, что $\bar{\nu}(V)$ должно медленно уменьшаться с уменьшением скорости. Можно показать, что для небольшого диапазона изменения скорости соотношение (4) может быть представлено в виде линейной зависимости типа (2) с $b < 0$, что и наблюдается экспериментально для случая гелия. При переходе от гелия к воздуху ионные заряды возрастают, причем сильнее - для меньших скоростей. В результате знак b в (2) меняется.

2. Рассмотрим теперь зависимость среднего заряда при данной скорости от атомного номера иона. Согласно Бору и Линхарду^{/10,11/} следует ожидать $\bar{e} \approx z^{1/3}$. Степенная зависимость от z была получена и в работе Браннинга, Книппа и Теллера^{/12/}. Для лучшего согласия с экспериментом они предполагали, что ион удерживает электроны со скоростями $V_e = \gamma V$ (γ - медленно меняющийся коэффициент). Для вычисления V_e использовалась статистическая модель иона, причем выделялся либо наименее связанный электрон, либо наиболее удаленный. В первом случае показатель степени при z получался равным $1/3$, во втором - $2/3$. В экспериментах с осколками деления Фулмер и Коэн^{/4/} пришли к выводу, что зависимость $\bar{e} \approx z^{1/3}$ удовлетворительно описывает результаты только в пределах легкой группы осколков при

прохождении через гелий. Отношение зарядов легких и тяжелых осколков лучше согласуются с зависимостью $\bar{z} \approx z^{0,6}$.

На рис. 2 представлены наши данные по средним зарядам для тяжелых ионов со скоростью $V/V_0 = 4$ при прохождении через гелий и воздух. Открытые и зачерненные кружки относятся к тем случаям, когда в фокальной плоскости регистрировался строго определенный изотоп. Неопределенность по z в этих случаях связана с возможностью образования данного изотопа не только непосредственно в реакции, но и за счёт β^+ -распада изобар с большим z . Кресты без кружков относятся к данным, полученным путем регистрации ионов в фокальной плоскости слюдяными трековыми детекторами. Средние значения z и Λ оценивались из анализа выходов различных ядерных реакций в данной области изотопов^{/13/}. Точность оценки по z и Λ составляет соответственно $\pm 0,5$ и $\pm 1,0$.

В диапазоне Kr - Xe точки лежат около прямых, что соответствует зависимости $\bar{z} \approx z^n$. В случае гелия $n = 0,57 \pm 0,07$, в случае воздуха $n = 0,6 \pm 0,1$. При переходе к области редкоземельных элементов характер зависимости резко меняется: средний заряд перестает расти и даже проявляет тенденцию к уменьшению. Такая аномалия имеет место как для воздуха, так и для гелия. В случае тербия \bar{z} примерно на 15% меньше, чем следует из экстраполяции зависимости, справедливой в области криптон-ксенон.

По-видимому, обнаруженная аномалия связана с оболочечными эффектами. Известно, что при переходе к редким землям начинает заполняться глубоколежащая 4f оболочка. Можно предполагать, что это приводит к уменьшению сечения потери электрона σ_e . С другой стороны, равновесному заряду отвечает равенство σ_e и сечения захвата электрона σ_c . Поскольку $\sigma_c \approx e^2$ где e - заряд иона^{/11/}, уменьшение σ_e приведет к смещению равновесия в сторону меньших значений заряда.

3. Представляет интерес проанализировать, проявляется ли обнаруженная аномалия для средних зарядов в удельной ионизации тяжелых ионов. Предварительно рассмотрим более общий вопрос - о связи между непосредственно измеряемым средним зарядом \bar{z} и эффективным зарядом z^* , определяющим тормозные потери. В теоретическом плане здесь ясности нет, хотя в^{/11/} отмечалось, что эффективный заряд z^* может быть заметно выше \bar{z} за счёт того, что в близких соударениях электронные оболочки взаимодействующих частиц перекрываются. Пиирс и Бланн^{/14/}, анализируя экспериментальные данные по удельным ионизациям тяжелых ионов от ^{32}S до ^{127}I , делают вывод о близости значений z^* и \bar{z} для газовых сред^{x/}. Поддержкой этого заключения была бы демонстрация одинаковой зависимости z^* и \bar{z} от сорта тормозящего газа.

Для ионизационных потерь тяжелых ионов используется следующее соотношение:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{z, A, V} = z^{*2} \cdot f(z_1, A_1, V), \quad (5)$$

где z, z_1, A, A_1 - атомные номера и массовые числа иона и тормозящего вещества. Следуя^{/14/}, для извлечения z^* воспользуемся отношением удельных ионизаций тяжелого иона и протона с той же скоростью:

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx} \right)_{z, A, V}}{\left(\frac{dE}{dx} \right)_{p, V}} = \frac{(z^*)^2}{(z^*)^2} = (z^*)^2 \quad (6)$$

x/ Эффективные заряды z^* в твердой и газовой средах близки, равновесные же заряды для ионов, выходящих из твердого вещества, значительно больше. Это, по-видимому, связано со "страхиванием" электронов на границе двух сред^{/14/}.

z_p^* - эффективный заряд "иона" водорода, практически равный единице для энергий $> 0,25$ Мэв^{/15/}. Данные по удельным ионизациям тяжелых ионов брались из работы^{/14/}, а для протонов - из^{/16/}. Пользуясь (6), получаем для ^{79}Br с $E = 31,5$ Мэв и ^{127}I с энергией 50,5 Мэв ($\frac{V}{V_0} = 4$) эффективные заряды, соответственно равные $9,60 \pm 0,25$ и $11,2 \pm 0,3$ (при торможении в гелии с давлением 200 тор). Из наших данных (с учётом эффекта давления) следует $e(^{79}\text{Br}) = 9,8 \pm 0,3$ и $e(^{127}\text{I}) = 11,7 \pm 0,3$. В пределах ошибок z^* и \bar{e} совпадают.

В табл. 1 демонстрируется зависимость эффективного заряда для ионов ^{127}I от сорта тормозящего газа (аргон, азот, гелий). Усреднение по энергии дает следующие величины: $(z_N^* / z_{\text{He}}^*)^2 = 1,19 \pm 0,04$ и $(z_{\text{Ar}}^* / z_{\text{He}}^*)^2 = 1,29 \pm 0,05$. При переходе к более тяжелому газу эффективный заряд возрастает. Это происходит и со средним зарядом, однако несколько сильнее: по нашим данным $(\bar{e}_N / \bar{e}_{\text{He}})^2 = 1,38 \pm 0,08$; по данным^{/4/} $(\bar{e}_{\text{Ar}} / \bar{e}_{\text{He}})^2 = 1,45$. Таким образом, различие между z^* и \bar{e} , возможно, и есть, но оно не превышает 10%.

Табл. 2 демонстрирует корреляцию между аномалией для равновесного заряда в области редкоземельных элементов и удельными потерями. Данные в таблице относятся к ^{149}Tb и ^{127}I с энергией 0,117 Мэв/нуклон. Тормозные потери для ^{149}Tb взяты из работы^{/17/}. В соответствии с (6) с точностью до потерь на ядерные соударения $\frac{(dE/dx)_{\text{Tb}}}{(dE/dx)_I} = (z_{\text{Tb}}^*)^2 / (z_I^*)^2$. Совпадение в пределах ошибок отношения удельных потерь и квадратов равновесных зарядов для ^{149}Tb и ^{127}I снова говорит в пользу близости z^* и \bar{e} . (Отметим, что учёт вклада ядерных соударений в dE/dx улучшает согласие). Аномалия в \bar{e} повторяется и в эффективном заряде. Если бы z^* при переходе к редким землям менялся по закону $z^* \approx z^{1/2}$, удельные ионизации ионов ^{149}Tb и ^{127}I различались бы более чем на 20%.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность Г.М. Тер-Акопяну за большой вклад в разработку газонаполненного масс-сепаратора и Н. Шадиевой за помощь в работе со слюдяными детекторами.

Л и т е р а т у р а

1. В.С. Николаев. УФН, **85**, 679 (1965).
2. N.O. Lassen. Phys.Rev., **69**, 137 (1946).
3. N.O. Lassen. Dan.Mat.Fys.Medd., **26**, 5 (1951); **26**, 12 (1951).
4. B.L. Cohen, C.V. Fulmer. Phys.Rev., **109**, 94 (1958).
5. P. Armbruster, D. Hovestadt, H. Meister, H.J. Specht. Nucl. Phys., **54**, 586 (1964).
6. H.D. Betz, G. Hortig. Phys.Lett., **22**, 643 (1966).
7. И. Бачо, Д.Д. Богданов, Ш. Дароци, В.А. Карнаухов, Л.А. Петров, Г.М. Тер-Акопян. ПТЭ, **2**, 43 (1970).
8. В.А. Карнаухов, Л. Рубинская, Г. Тер-Акопян, В. Титов, В.А. Чугреев. Препринт ОИЯИ, P13-4454, Дубна, 1969.
9. A. Kapuszik, V.P. Perelygin, S.P. Tretiakova, N.H. Shadieva. Proc.Intern.Conf. on Corpuscular Photography, Florence (1966).
10. N. Bohr. Phys.Rev., **58**, 654 (1940); **59**, 270 (1940).
11. N. Bohr, J. Lindhard. Dan.Mat.Fys.Medd., **28**, 7 (1954).
12. J.N.M. Brunings, J. Knipp, E. Teller. Phys.Rev., **60**, 657 (1941).
13. Г. Кумпф, В.А. Карнаухов. ЖЭТФ, **46**, 1545.
14. T.E. Pierce, M. Blann. Phys.Rev., **173**, 390 (1968).
15. W. Booth, I.S. Grant. Nucl.Phys., **63**, 481 (1960).
16. W. Whaling. Handbuch der Physik, ed.s.Flügge, Springer-verlag, Berlin Göttingen, Heidelberg, **34**, 193 (1958).
17. J. Gilat, J.M. Alexander. Phys.Rev., **136**, B1298 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел

11 июня 1970 года.

Таблица 1

$E (^{127}\text{I}) \text{ МэВ}$	75	60	50	40	32
$\left(\frac{z^*_{\text{Ar}}}{z^*_{\text{He}}} \right)^2$	$1,18 \pm 0,09$	$1,27 \pm 0,10$	$1,31 \pm 0,10$	$1,37 \pm 0,10$	$1,32 \pm 0,10$
$\left(\frac{z^*_{\text{N}}}{z^*_{\text{He}}} \right)^2$	$1,18 \pm 0,09$	$1,21 \pm 0,09$	$1,19 \pm 0,09$	$1,19 \pm 0,09$	$1,18 \pm 0,09$

Таблица 2

	Гелий	Воздух
$\frac{(dE/dx)_{\text{Tb}}}{(dE/dx)_I}$	$0,97 \pm 0,07$	$0,99 \pm 0,07$
$\frac{\bar{e}^2_{\text{Tb}}}{e^2_I}$	$0,94 \pm 0,07$	$0,93 \pm 0,07$

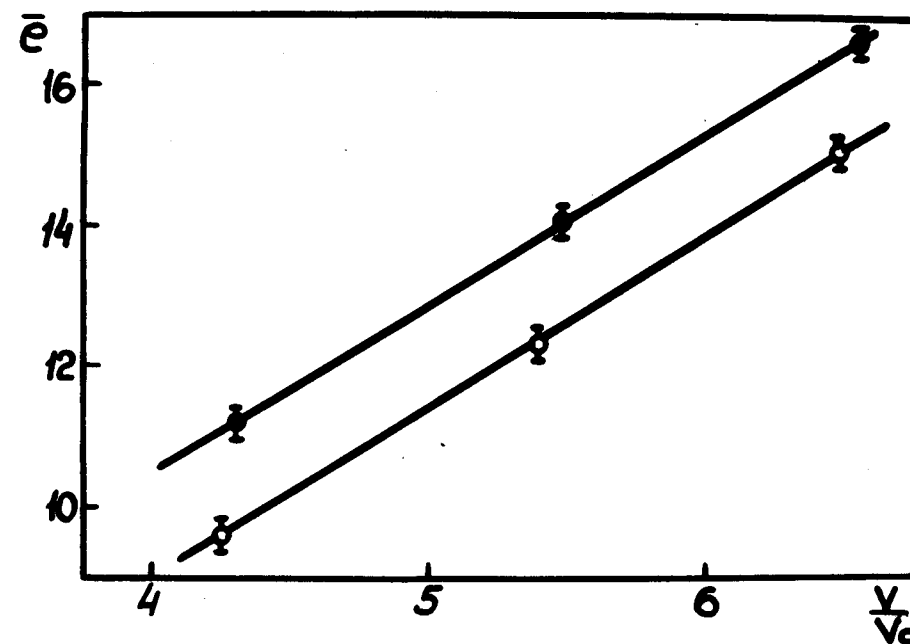


Рис. 1. Зависимость среднего заряда от скорости для ионов ^{84}Kr
 ● - в воздухе (0,35 тор), ○ - в He (2,7 тор).

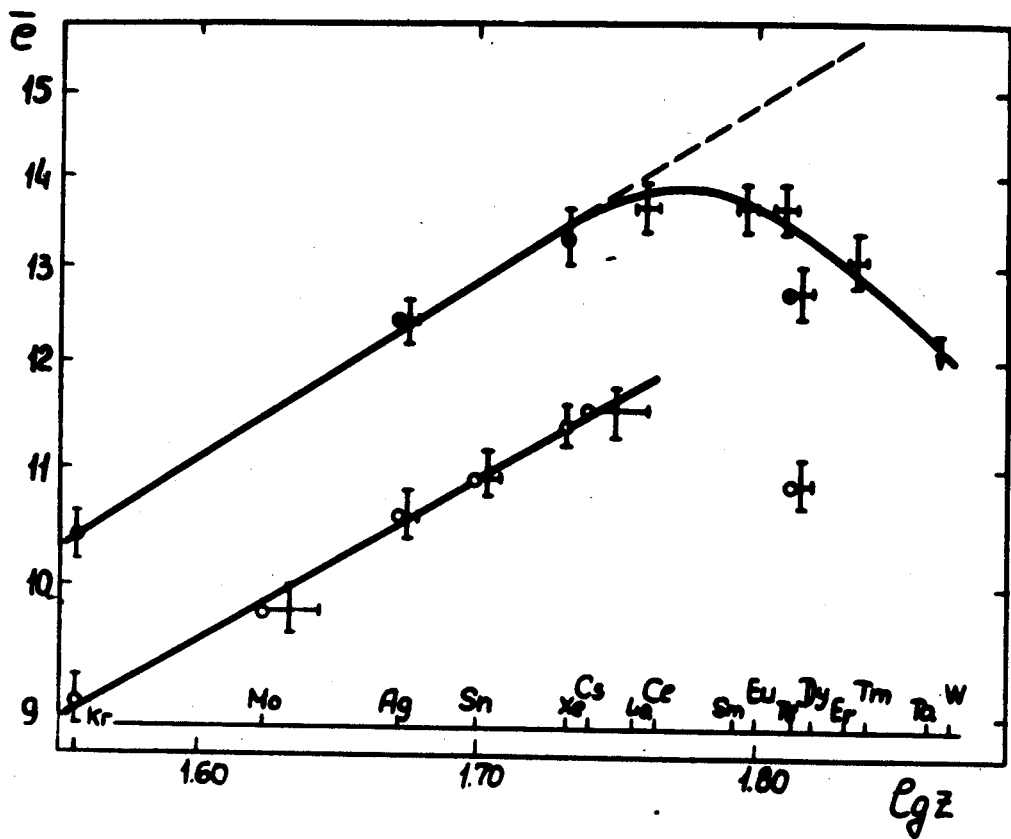


Рис. 2. Зависимость среднего заряда от z ($V / V_0 = 4$) в воздухе - ● (0,35 тор), ○ - в He (2,7 тор).