

8119

к. 21.

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



8119

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА
P9-8119

М.Л.Новнович, А.Б.Кузнецов, В.А.Прейзендорф

**РАСЧЕТ НАКОПЛЕНИЯ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ
В УСКОРИТЕЛЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ**

1974

ОТДЕЛ НОВЫХ МЕТОДОВ УСКОРЕНИЯ

P9-8119

М.Л.Новнович, А.Б.Кузнецов, В.А.Прейзендорф

**РАСЧЕТ НАКОПЛЕНИЯ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ
В УСКОРИТЕЛЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ**

Накопление многозарядных ионов в релятивистском электронном кольце было рассмотрено в работах /1-4/. Основной трудностью при расчетах стал выбор сечений ионизации ионов электронами, поскольку экспериментальные данные в диапазоне энергий электронов 10-20 МэВ для большинства элементов отсутствуют. В работах /2-4/ сечения вычислялись по формуле из /5/, полученной в классическом приближении. Эта формула удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными для водорода и гелия, однако уже для азота она дает сильно заниженный результат. Поэтому в /4/ для азота был введен нормировочный коэффициент $k_H \approx 5$ для согласования сечений с экспериментальными данными. Для остальных элементов ввиду отсутствия экспериментальных данных такого согласования не проводилось и для них сечения, используемые в /4/, по-видимому, являются существенно заниженными.

В работе /6/ проведен более строгий расчет сечений ионизации, использующий модель Хартри-Фока-Слейтера, и полуклассическое приближение проективных операторов из /7/. В /6/ для широкого диапазона элементов получены полные сечения ионизации заполненных подболочек при энергии электронов 20 МэВ. В этих сечениях учтена как прямая ионизация, так и ионизация, связанная с эффектом Оже. Причем вклад оже-ионизации в полное сечение оказывается весьма существенным, и в некоторых случаях даже превосходит вклад прямой ионизации.

В более поздней работе /8/, с использованием методики /6/ и более детального учета оже-ионизации, были найдены все сечения ионизации для криптона и проведен расчет накопления его ионов в электронном кольце.

Целью данной работы является расчет накопления многозарядных ионов ряда тяжелых элементов, на основании новых данных по сечениям ионизации и параметров электронного кольца, характерных для создаваемого ускорителя тяжелых ионов /УТИ/. В основу расчета положена система дифференциальных уравнений для изменения во времени плотностей ионов в кольце /4/. Параметры кольца предполагались постоянными.

Возможны были два пути решения задачи. Первый - провести для каждого элемента полный расчет всех сечений ионизации аналогично /8/ и второй - взять из /6/ сечения для заполненных подболочек, а недостающие сечения получить с помощью линейной интерполяции или экстраполяции. Как видно из /8/, первый путь требует для каждого элемента проведения большого объема громоздких вычислений. Поэтому представляется разумным избрать второй путь, при условии, что различие в результатах расчетов получается при этом не слишком существенным.

Более детальный учет сечений оже-ионизации в /8/ дает полные сечения, несколько отличающиеся от /6/. Чтобы оценить, как сильно это влияет на процесс накопления ионов, мы провели расчет накопления ионов криптона в кольце по сечениям, приведенным в /8/ и в /6/ /с линейной интерполяцией для промежуточных сечений/. При этом основным критерием, по которому мы проводили сравнения расчетов, было не количество ионов соответствующих зарядностей, а их распределение по зарядам. Количество ионов определяется в основном плотностью струи нейтральных атомов, варьируя которую, можно получить требуемое число ионов в кольце. Поэтому все приведенные ниже расчеты были сделаны для единичной плотности струи. Требуемую плотность можно легко найти, исходя из заданного числа ионов в кольце.

Распределение же ионов по зарядам при изменении плотности струи не меняется и зависит лишь от соотношения между соответствующими сечениями ионизации. В этом распределении интерес представляет Z_{II} - пороговый заряд ионов, которые нельзя терять при ускорении

из-за начала лавинного процесса потерь. Именно исходя из этого Z_{II} , необходимо выбирать градиент ускоряющего магнитного поля в УТИ.

Лавинный процесс потерь ионов может начаться при определенных условиях в сильно нагруженном ионами кольце, если потеря некоторого начального числа ионов приводит к заметному уменьшению массы и увеличению ускорения кольца, а это, в свою очередь, вызывает новые потери ионов, превышающие начальные. Здесь необходимо выбирать такие условия ускорения, чтобы исключить потери ионов на всей длине ускорения.

Остановимся подробнее на определении Z_{II} . Как следует из /9/, условие, при котором все ионы с данным Z остаются при ускорении в кольце, даже если ионы меньших зарядностей будут потеряны, имеет вид

$$\xi_Z = \frac{W_0}{\Omega_1^2 \alpha} \frac{1}{Z(1+f_Z)} \leq C, \quad /1/$$

где $f_Z = \frac{AM}{m \gamma_{\perp} N_e} \sum_{n=Z}^{Z_0} N_i^{(n)}$ - фактор нагрузки кольца ионами,

А и Z_0 - массовое число и атомный номер элемента, M и m - массы нуклона и электрона, γ_{\perp} - релятивистский фактор поперечного θ -го движения электронов, N_e - число электронов в кольце, $N_i^{(n)}$ - число ионов с зарядом $Z = n$, Ω_1 - частота колебаний однозарядного иона в кольце, α - малый размер кольца, W_0 - величина ускорения кольца без учета нагрузки его ионами.

Условие /1/ получено в /9/ для ненагруженного кольца ($f_Z \ll 1$). Для нагруженного его вид не изменится, если пренебречь эффектами, связанными с влиянием колебаний ионного сгустка на движение центра электронного кольца. Величина C в /1/ зависит от закона включения ускорения, так, при мгновенном включении ускорения /9/ $C = 1/3,6$. ξ_Z представляет собой поляризацию центра ионного сгустка с зарядом Z относительно центра электронного кольца /в единицах малого размера кольца a /. В случае не слишком большой нагрузки

кольца ($f_Z \geq 1$) возможна стабилизация лавинных потерь ионов и при нарушении условия /1/, если максимально возможная величина ξ_Z /при $f_Z=0$ / не превышает 1. Например, при $C=1/3,6$ и начальном $\xi_Z = 1/3$ процесс стабилизации потерь возможен для $f_Z \leq 2$. При этом процент остающихся в кольце ионов невелик и его можно оценить по таблицам, приведенным в /9/. Для УТИ возможность такой стабилизации не представляет большого интереса, так как в нем практически всегда $f_Z \gg 1$. Более важным является то, что, как будет показано ниже, при определенном распределении ионов по зарядам, когда вклад ионов низших зарядов в суммарную массу кольца невелик, можно потерять эти ионы при ускорении, сохраняя в кольце ионы более высоких зарядов. Это позволяет повысить градиент ускоряющего магнитного поля и уменьшить длину ускорителя.

Как следует из /1/, величина ξ_Z зависит от двух переменных величин Z и f_Z , действие которых противоположно. Если при каком-то Z существует минимум ξ_Z , то это Z и является тем пороговым зарядом, который мы уже не имеем права терять из-за начала лавинного процесса потерь. Таким образом, условия для порогового Z следующие:

$$Z_{II}(1 + f_{Z_{II}}) > (Z_{II} - 1)(1 + f_{Z_{II} - 1}),$$

$$Z_{II}(1 + f_{Z_{II}}) > (Z_{II} + 1)(1 + f_{Z_{II} + 1}). \quad /2/$$

В случае сильно нагруженного ионами кольца $f_{Z_{II} - 1} > f_{Z_{II}} > f_{Z_{II} + 1} \gg 1$ и условия /2/ принимают вид

$$\frac{\sum_{n=Z_{II}}^{Z_0} N_i^{(n)}}{N_i(Z_{II})} + 1 > Z_{II} > \frac{\sum_{n=Z_{II}}^{Z_0} N_i^{(n)}}{N_i(Z_{II})} - 1. \quad /3/$$

Неравенства /3/ удобны для оценок тем, что они не зависят от параметров кольца и атомного веса элемента, а зависят лишь от распределения ионов по зарядам.

По сравнению с точным условием /2/ они могут давать Z_{II} , заниженное на единицу. В наших расчетах для Z_{II} мы использовали точное условие /2/ и следующие параметры $\frac{M}{m \gamma_L} = 50$, $\sum_{n=1}^{Z_0} N_i^{(n)} / N_e = 10^{-3}$. Подставляя найденное Z_{II} в /1/, мы определим W_0 и, следовательно, допустимый градиент внешнего магнитного поля.

Важным параметром для УТИ является также величина $\frac{A}{Z_{II}}$, которая определяет длину ускорения L , необходимую для получения заданной энергии ионов E_0 /2/.

$$L = \frac{E_0}{e E_{кул} \xi_{Z_{II}}} \frac{A}{Z_{II}}. \quad /4/$$

Здесь $E_{кул} = \frac{e N_e}{\pi R a}$ - собственное электрическое поле

кольца на его краю. Для целей физического эксперимента E_0 должна быть ≥ 10 МэВ/нукл.

Сравнение расчетов по /6/ и /8/ проводилось нами при параметрах кольца: $R = 4$ см, $a = 0,2$ см, $N_e = 10^{13}$; длительность струн нейтральных атомов $T_1 = 5 \cdot 10^{-5}$ сек, ее скорость $v = 5 \cdot 10^4$ см/сек. Результаты расчетов приведены в табл. 1.

Из таблицы видно, что при времени накопления $T_H \geq 1,5 \cdot 10^{-4}$ сек Z_{max} /заряд ионов, число которых максимально/ отличаются не более чем на единицу, а Z_{II} вообще не отличаются. Это говорит о том, что некоторое различие сечений ионизации криптона в /6/ и /8/ практически не сказывается на определении порогового заряда ионов Z_{II} . Поэтому в дальнейших расчетах мы пользовались сечениями ионизации из /6/, проводя линейную интерполяцию для промежуточных сечений. Следует заметить, что в среднем сечения в /6/ несколько выше, чем в /8/. Поэтому получающееся в дальнейших расчетах Z_{II} при выборе градиента магнитного поля и длины L следует уменьшать на одну - две единицы, чтобы ком-

Таблица 1 (Криптон)

T_H (сек)	Расчёт по сечениям из [6]		Расчёт по сечениям из [8]	
	Z_{max}	Z_n	Z_{max}	Z_n
$1,0 \times 10^{-4}$	5	4	7	5
$1,5 \times 10^{-4}$	7	6	7	6
$2,0 \times 10^{-4}$	8	7	7	7

Таблица 2 (Ксенон)

T_H (сек)	$N_0 = 1 \times 10^{13}; T_i = 5 \times 10^5$ (сек)			$N_0 = 3 \times 10^{13}; T_i = 5 \times 10^5$ (сек)			$N_0 = 5 \times 10^{13}; T_i = 5 \times 10^5$ (сек)			$N_0 = 1 \times 10^{14}; T_i = 3 \times 10^5$ (сек)			$N_0 = 1 \times 10^{14}; T_i = 1 \times 10^5$ (сек)		
	Z_n	L (см)	n_0 (1/см)	Z_n	L (см)	n_0 (1/см)	Z_n	L (см)	n_0 (1/см)	Z_n	L (см)	n_0 (1/см)	Z_n	L (см)	n_0 (1/см)
$1,0 \times 10^{-4}$	6	1370	$(2+3) \times 10^9$	11	250	$(5+6) \times 10^9$	14	120	$(7+8) \times 10^9$	7	1180	$(4+5) \times 10^9$	7	1180	$(12+13) \times 10^9$
$1,5 \times 10^{-4}$	8	1030		14	200		17	100		8	1030		9	920	
$2,0 \times 10^{-4}$	10	820		16	170		19	90		10	820		10	820	

Таблица 3 (Неодим)

T_H (сек)	$N_0 = 1 \times 10^{13}; T_i = 5 \times 10^5$ (сек)			$N_0 = 3 \times 10^{13}; T_i = 5 \times 10^5$ (сек)			$N_0 = 5 \times 10^{13}; T_i = 5 \times 10^5$ (сек)			$N_0 = 1 \times 10^{14}; T_i = 3 \times 10^5$ (сек)			$N_0 = 1 \times 10^{14}; T_i = 1 \times 10^5$ (сек)		
	Z_n	L (см)	n_0 (1/см)	Z_n	L (см)	n_0 (1/см)	Z_n	L (см)	n_0 (1/см)	Z_n	L (см)	n_0 (1/см)	Z_n	L (см)	n_0 (1/см)
$1,0 \times 10^{-4}$	7	1290	$(2+2,5) \times 10^9$	12	250	$(4+5) \times 10^9$	14	130	$(7+8) \times 10^9$	8	1130	$(3+4) \times 10^9$	8	1130	$(11+14) \times 10^9$
$1,5 \times 10^{-4}$	10	900		15	200		18	100		10	900		10	900	
$2,0 \times 10^{-4}$	11	820		17	180		21	90		12	750		12	750	

Таблица 4 (Ртуть)

T_H (сек)	$N_0 = 1 \times 10^{13}; T_i = 5 \times 10^5$ (сек)			$N_0 = 3 \times 10^{13}; T_i = 5 \times 10^5$ (сек)			$N_0 = 5 \times 10^{13}; T_i = 5 \times 10^5$ (сек)			$N_0 = 1 \times 10^{14}; T_i = 3 \times 10^5$ (сек)			$N_0 = 1 \times 10^{14}; T_i = 1 \times 10^5$ (сек)		
	Z_n	L (см)	n_0 (1/см)	Z_n	L (см)	n_0 (1/см)	Z_n	L (см)	n_0 (1/см)	Z_n	L (см)	n_0 (1/см)	Z_n	L (см)	n_0 (1/см)
1×10^{-4}	7	1800	$(2+2,5) \times 10^9$	12	350	$(4,5+5) \times 10^9$	16	160	$(7+8) \times 10^9$	7	1800	$(3+4,5) \times 10^9$	8	1570	$(11,4+12) \times 10^9$
$1,5 \times 10^{-4}$	9	1400		16	260		21	120		10	1260		10	1260	
2×10^{-4}	11	1140		19	220		24	110		12	1050		12	1050	

пенсировать некоторую неточность расчетов и не потерять ионы при ускорении.

Были проведены расчеты накопления ионов для трех элементов: ксенона ($Z_0=54, A=131$), неодима ($Z_0=60, A=144$) и ртути ($Z_0=80, A=200$). Основные параметры кольца и струи атомов те же, что и в расчетах по криптону. Варьировалось число электронов N_e , длительность импульса струи T_i и время накопления T_H . Результаты расчетов приведены в табл. 2-4. В них L соответствует $E_0=10$ МэВ/нуклон, n_a - плотность струи нейтральных атомов, необходимая для получения $\Sigma N_i/N_e \sim 10^{-3}$.

Как следует из таблиц 2-4, для $N_e = 10^{13}$ можно рассчитывать на $Z_H = 8-11$ при $T_H \approx 1,5 - 2 \cdot 10^{-4}$ сек. С ростом N_e пороговая зарядность, естественно, растет, достигая 17-24 при $N_e = 5 \cdot 10^{13}$.

Расчеты показали, что для заданного элемента пороговая зарядность практически не зависит от длительности струи нейтральных атомов и определяется лишь числом электронов в кольце и временем накопления. Поэтому длительность струи следует выбирать из конструктивных соображений, а также исходя из того, чтобы при имеющейся плотности струи n_a получить требуемое число ионов в кольце.

Другим параметром, позволяющим менять число ионов в кольце, является скорость струи v . Если характерное время ионизации τ_0 нейтрального атома заметно меньше времени его пролета через кольцо $\tau_v /$ при $v=5 \cdot 10^4$ см/сек это выполняется для $N_e \approx 3-5 \cdot 10^{13}$, практически полная ионизация струи происходит на расстояниях, меньших малого размера кольца, и часть электронов кольца не участвует в процессе ионизации. В этом случае, увеличивая скорость струи и, следовательно, полное число атомов в ней, можно повысить число ионов в кольце за счет более полного использования его ионизирующей способности. При обратном условии ($\tau_v \ll \tau_0$) изменение скорости струи не влияет на число ионов в кольце.

В заключение авторы выражают благодарность И.Н.Иванову, А.М.Каминской, Э.А.Перельштейну,

В.П.Саранцеву, указавшим на опасность лавинного процесса потерь ионов.

Литература

1. H.Levy. Symposium on Electron Ring Accelerators, Berkeley, p.318 1968.
2. М.Л.Иовнович, Н.Б.Рубин, В.П.Саранцев. АЭ, 4, 301, 1969; препринт ОИЯИ, Р9-4257, Дубна, 1969.
3. М.Л.Иовнович, М.М.Фикс. АЭ, 6, 429, 1970; препринт ОИЯИ, Р9-4849, Дубна, 1969.
4. В.Георге и др. Препринт ОИЯИ, Р9-6555, Дубна, 1972.
5. M.Gryzinski. Phys.Rev., 138, A336, 1965.
6. Y.Hahn and K.M.Watson. Phys.Rev., A7, 491, 1973.
7. Y.Hahn and K.M.Watson. Phys.Rev., A6, 548, 1972.
8. A.Salop. Phys. Rev., A8, 3032, 1973.
9. И.Н.Иванов, Э.А.Перельштейн, В.П.Саранцев. Препринт ОИЯИ, Р9-5535, Дубна, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 июля 1974 года.