

УДК 621.384

В. Н. Гетманов

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ТОКА В ПУЧКЕ ДУГОВОГО ИСТОЧНИКА ПРОТОНОВ

Распределение плотности тока в пучке источника протонов является важным фактором, определяющим построение и результат работы пучно-оптической системы высоковольтного ускорителя. В данной работе такое распределение исследовано для импульсного дугового источника водородной плазмы с сеточным формированием пучка, конструкция и режим работы которого обсуждаются в [1—3].

1. Экспериментальная установка. Измерения проводились на установке, изображенной на рис. 1. Дуговой источник 1 через анодное отверстие 2 выбрасывает водородную плазму 4 на сеточный диод 5, 6, формирующий исходный пучок протонов. Диаметр анодного отверстия 2 мм, апертура сеток круговая с диаметром 40 мм. Дуговой разряд создается импульсами продолжительностью до 100 мкс с частотой 0,2 Гц, напряжение на диоде U величиной до 15 кВ поддерживается постоянным. Катодка 13 закреплена на камере дугового разряда, перемещается вместе с ней и создает постоянное поле с индукцией, регулируемой от 0 до 0,64 мТл. Для формирования пучка применяются сеточные диоды двух конфигураций — пирсовский, аналогичный описанному в [1, 3], и плоский. Электрод-держатель катодной сетки пирсовского диода имеет конусообразный выступ высотой 14 мм с углом наклона к оси пучка 64° . Ток в пучке измеряется по сигналам I_v и I_c в цепи высоковольтного питания диода и его анодной сетки. Сформированный пучок протонов H_+ поступает в трубку транспортировки 7, в которой его пространственный заряд компенсируется вторичными электронами. Внутренний диаметр трубки 42 мм, протяженность 125 мм. На выходе из трубки транспортировки характеристики пучка измеряются многопроволочным двухкоординатным профилометром 8, 9, дополненным антидинаatronными кольцами 10 [4], а также малогабаритным цилиндром Фарадея 11. Система собрана внутри составного цилиндрического магнитного экрана 12 из стали 20 с внутренним диаметром 100 мм, толщиной стенок 10 мм и общей протяженностью 420 мм. Размещение элементов системы указано относительно оси z , за начало которой принято положение катодной сетки диода. Вакуум в системе создается двумя магнитно-разрядными насосами НОРД-100 и соответствует давлению 0,2 мПа.

2. Распределение плотности плазмы в струе. Максвелловское распределение по скоростям протонов в плазме, выбрасываемой из дуговой камеры через анодное отверстие радиусом r_0 , после расширения струи до радиуса $R \gg r_0$ должно приводить к гауссовскому распределению плотности тока j по радиусу струи r , если имеет место свободный разлет плазмы и выполняется условие $E_0 \gg T$, где E_0 — энергия продольного движения протонов в струе; T — температура этих протонов, взятая на выходе из дуговой камеры [1]. Тогда ток I_0 в пучке, сформированном диодом с круговой апертурой радиусом R_0 , пропорционален величине

$$(1) \quad i = 1 - \exp(-bR_0^2/l_0^2)$$

($b = E_0/T$, l_0 — база разлета струи от области ее формирования до катодной сетки диода).

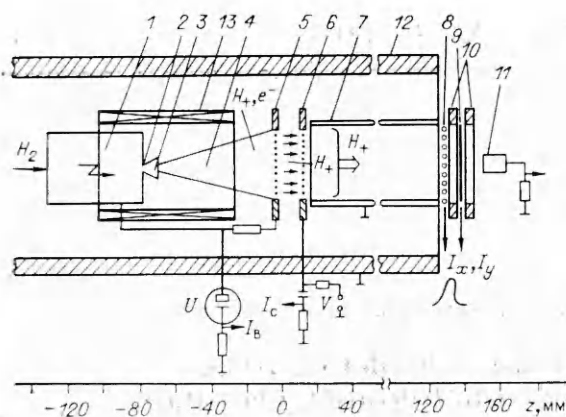


Рис. 1

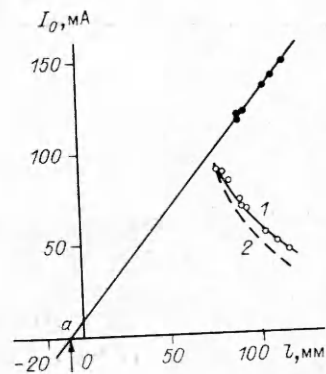


Рис. 2

На рис. 2 и в таблице приведены результаты измерений I_0 в зависимости от расстояния l от анодного отверстия дуговой камеры до катодной сетки диода, которое изменялось в диапазоне $77 \div 114$ мм. В таблице j — номер измерения, σ — относительная погрешность измерения I_0 . Поскольку касательная к кривой $f(l) = 1/\sqrt{i(l)}$, проведенная к ней в точке l_* , пересечет ось l в точке $a = l_* - f(l_*)/(\partial f/\partial l)|_{l=l_*}$, при условии $l - l_0 = \Delta l \ll l_*$ из (1) получим

$$(2) \quad \Delta l/l = (E_1 - d_1)/(3E_1 - 2d(1 + d_1)),$$

где $E_1 = \exp(d) - 1$, $d = bR_0^2/l^2$, $d_1 = d(1 - a/l)$, $l = l_*$. Прямая линия на рис. 2 проведена методом наименьших квадратов по шести точкам $f(l)$, соответствующим наибольшему l при $89 \leq l \leq 114$ мм, и пересекает ось l в точке $a = -7 + 2,5$ мм. Используя это значение a , можно установить связь между Δl и b из (2), где $l_* = 1/6 \sum_{j=4}^9 l_j = 100$ мм, согласно данным таблицы. Совместное использование (1) и (2) позволяет организовать такую процедуру подгонки, в которой b является свободным параметром, Δl определяется из (2), а их сочетание выбирается по признаку максимального соответствия (1) экспериментальным данным $I_0(l)$. Результаты такой процедуры приведены в таблице (i_p получен из (1)) и отражены на рис. 3. Критерий согласия χ^2 , в соответствии с погрешностью $+2\%$ измерений I_0 , рассчитан согласно [5]. Минимальный $\chi^2 = 3,4$ (число степеней свободы 8) получен при $b = 8,5$ и $\Delta l = 14$ мм и отвечает уровню достоверности $P_1 = 0,85$ (рис. 3, линия 3), что свидетельствует о хорошем соответствии модели свободного разлета плазмы, отраженной в (1), с экспериментом. Линии 4 и 5 отвечают $P_1 = 0,8$ и $0,7$.

Кривая 1 на рис. 2, построенная по точкам i_p , хорошо аппроксимирует экспериментальные точки $i_0(l)$, представляющие относительную величину тока $I_0(l)$. Кривая 2 соответствует модели бесстолкновительного равномерного расширения плазмы [8, с. 4], где $I_0 \sim l^{-2}$ (при $(R_0/l)^2 \ll 1$), и не согласуется с экспериментальными данными. Интервал допустимых значений b и Δl при $P > 0,8$ имеет вид $b = 7 \div 9$ и $\Delta l = (10 \div 16)$ мм, а при $P > 0,7$ $b = 6,7 \div 9,5$ и $\Delta l = (9 \div 17,5)$ мм. Это означает, по-ви-

j	l , мм	I_0 , мА	i_0	σ	i_p	j	l , мм	I_0 , мА	i_0	σ	i_p
1	77	90,5	1,0	0,02	1,0	6	92	68	0,751	0,015	0,744
2	79	88,5	0,978	0,02	0,961	7	103	54,7	0,604	0,012	0,606
3	83	84	0,928	0,03	0,887	8	109	50,2	0,555	0,011	0,545
4	89	73,5	0,812	0,016	0,788	9	114	45,5	0,503	0,01	0,500
5	91	69	0,762	0,015	0,758						

димому, что центр области зарождения плазменной струи (см. рис. 1, 3) расположен при $\Delta l = 14_{-4}^{+2}$ мм, а протяженность области $s_0 \approx 1$ см. Именно эта область (согласно [6], где $\Delta l = 11_{-2}^{+3}$ мм, $s_0 < 15$ мм) чувствительна к воздействию слабых магнитных полей с индукцией $H > 1$ Гс.

Радиальное распределение плотности плазмы на катодной сетке можно рассчитать в соответствии с моделью свободного разлета плазмы:

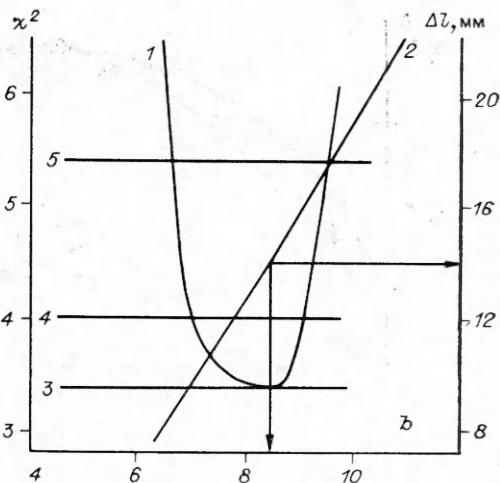
$$(3) \quad j(r) \sim \exp(-br^2/l_0^2).$$

Плотность потока на краю апертуры сетки, т. е. при $r = R_0 = 20$ мм, составляет относительно максимального ее значения j_M на оси 42,5 и 71 % при $l = 77$ мм и 114 мм соответственно. При бесстолкновительном расширении, когда $j \sim 1/(r^2 + l^2)$ [8], эти цифры были бы существенно иными — 91 и 96,5 %. При свободном разлете средняя плотность потока в диоде $\langle j \rangle$, как это следует из (3), связана с j_M соотношением

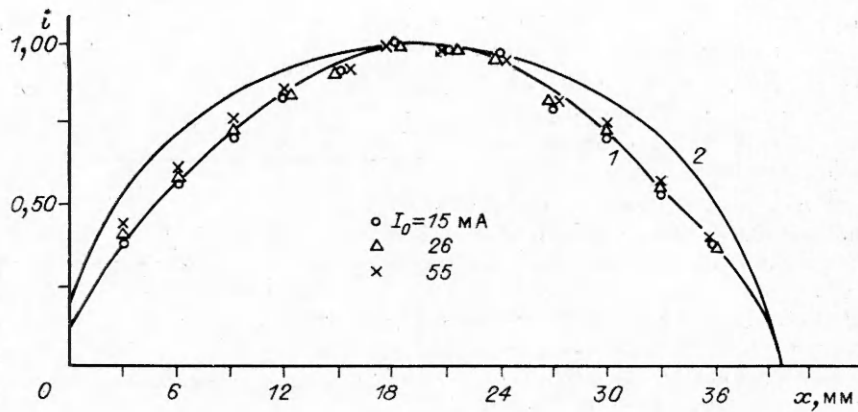
$$(4) \quad \langle j \rangle = j_M [1 - \exp(-d_0)]/d_0 \quad (d_0 = bR_0^2/l_0^2).$$

Его можно использовать для контроля глубины модуляции плотности плазмы на катоде, если при плавном повышении тока дугового разряда зафиксировать момент выхода плазмы в межсеточное пространство, когда плотность тока на оси диода j_M превысит величину j_0 (мА/см²) = $1,72 \cdot U^{3/2}$ (кВ)/ L^2 (см), следующую из закона «трех вторых» [7]. Такой эксперимент проводился с пирсовским диодом, в котором расстояние между плоскостями сеток $L = 2,55$ см при $U = 12,2$ кВ, что отвечает $j_0 = 11,3$ мА/см². Диаметр нитей сеток $2\rho = 50$ мкм, шаг установки $s = 550$ мкм. Момент выхода плазмы в межсеточное пространство фиксировался по резкому расширению профиля, сопровождавшемуся изменением его формы и появлением колебаний на токовом импульсе. При этом измеренный ток в пучке $I_0 = 91 \pm 2,8$ мА, а ток протонов в диоде, с учетом геометрической прозрачности анодной сетки, $I_d = 100 \pm 2$ мА. Из (4), учитывая, что $j_M = j_0$, получим, что ток в диоде должен быть равен 95_{-4}^{+10} мА, что хорошо согласуется с измеренной величиной I_d и подтверждает тем самым справедливость (3).

3. Профиль потока. Гауссовское распределение плотности плазмы струи (3) на катодной сетке диода должно приводить к гауссовскому распределению плотности тока в поперечном сечении первичного пучка, которое можно сохранить и при транспортировке пучка, если потенциалом анодной сетки диода $V = -100$ В (см. рис. 1) запереть в трубке транспортировки вторичные электроны и компенсировать пространственный заряд протонов. На рис. 4 приведены профили потока, измеренные датчиком 8, проволочки которого ориентированы перпендикулярно нитям сеток диода. Профиль характеризуется двенадцатью сигналами с информационных проволочек диаметром 30 мкм каждая, изготовленных из золоченого вольфрама и расположенных вдоль оси x с шагом 3 мм на стеклотекстолитовых рамках. (Профиль потока, измеренный в направлении поперек проволочек сеток диода датчиком 9, имеет такую же форму и на $(1 \div 2)$ мм шире, что связано с рассеянием протонов пучка на неоднородностях электрического поля вблизи проволочек сеток.) Для формирования пучка применялся плоский диод, расстояние между плоскостями сеток которого



Р и с. 3



Р и с. 4

$L = 14,2$ мм ($s = 225$ мкм, $2\rho = 50$ мкм). Профили для трех состояний пучка с током 15, 26 и 55 мА получены при фиксированных $U = 10$ кВ, $l = 79$ мм и прочих условиях и практически не зависят от величины тока, что объясняется небольшой плотностью тока в пучке. Сигналы с проволоки датчика представляют собой интегралы тока вдоль прямых, пересекающих поперечное сечение пучка в разных точках, поэтому распределение сигналов на проволочках должно иметь вид

$$(5) \quad i(x) \sim \exp(-kx^2) \Phi(\sqrt{2k(R^2 - x^2)}),$$

где x — минимальное расстояние от оси пучка до данной проволочки;

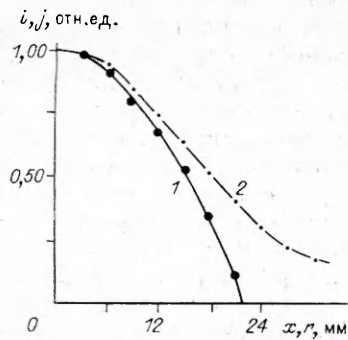
$$k = bl_0^2; R — \text{радиус потока}; \Phi(x) = 1/\sqrt{2\pi} \int_0^x \exp(-t^2/2) dt.$$

Аналогичный расчет в рамках модели бесстолкновительного расширения плазмы [8] дает условие

$$(6) \quad i(x) \sim \arctg \sqrt{(R^2 - x^2)/(l^2 - x^2)}.$$

На рис. 4 кривая 1 проведена в соответствии с (5) при $b = 8,5$, $l_0 = 65$ и $R = R_0 = 20$ мм и хорошо аппроксимирует экспериментальные данные. Кривая 2 построена по (6) и не согласуется с экспериментом. Это подтверждает справедливость модели свободного разлета плазмы и работоспособность примененной системы формирования и транспортировки потока протонов.

Гауссовский характер распределения плотности тока в пучке $j(r)$ сохраняется и при $V = 0$ (рис. 5), однако его крутизна увеличивается. Кривая 1 рис. 5 хорошо аппроксимирует профиль $i(x)$ при $b = 10$. Кривая 2 дает зависимость $j(r)$ и получена из (3). Одновременно с ростом V наблюдается рост тока первичного пучка, что свидетельствует об уменьшении угла разлета плазменной струи. Эти эффекты связаны с воздействием на область формирования струи электрического поля, создаваемого электронами, поступающими туда из трубки транспортировки при $V \geq 0$. При больших положительных смещениях ($V \sim 100$ В), когда поток электронов из трубки и напряженность электрического поля, рассеивающего протонный пучок в трубке, значительно возрастают, характер распределения плотности тока существенно изменяется. Спад плотности тока в центральной части транспортированного пучка, ограниченной радиусом $R = 7,5$ мм, усиливается, а на его периферии, напротив, значительно замедля-



Р и с. 5

ется. Гауссовская аппроксимация хорошо описывает только центральную часть потока при $R < 7,5$ мм, а далее дает существенно заниженные значения плотности, особенно с увеличением смещения V .

В [9] для аппроксимации радиального распределения плотности тока использована функция $j(r) \sim 1/(l^2 + r^2)^2$, которая незначительно отличается от примененной в [8], так как в нашем случае $(r/l)^2 \ll 1$. Удовлетворительный результат такой аппроксимации в [9] объясняется, по-видимому, другим режимом работы источника протонов, в котором плазменная струя с энергией частиц $E_0 \gg T$ не формируется и плазма свободно расширяется в окружающее пространство.

Используя результаты [3], где $E_0 = 40$ эВ в аналогичной конструкции, получим $T = E_0/b = (4,7_{-0,5}^{+1,2})$ эВ, что согласуется с данными [3, 8], где $T = (4-5)$ эВ. Значения $E_0/T = 7 \div 9$ и $\Delta l/r_0 = 10 \div 16$ больше предсказываемых простой схемой амбиполярной диффузии величин $E_0/T = 4 \div 6$ и $\Delta l/r_0 = 2 \div 3$ [10, с. 258]. Такое превышение может быть вызвано предварительным ускорением протонов плазменной струи до энергии 10—12 эВ в области анодного отверстия дуговой камеры в соответствии с распределением потенциала пространства (см. [11]) и особенностями конструкции анодной насадки дуговой камеры, выходное отверстие которой экранировано конусным выступом 8 мм, как это показано на рис. 1. Вследствие этих эффектов значения параметров E_0/T и $\Delta l/r_0$ могут возрасти на 2—3 и 8 единиц соответственно.

Как отмечено в [6], форма распределения плотности плазмы в струе при воздействии на нее слабого магнитного поля не изменяется, а плотность струи и ток формируемого из нее пучка возрастают, в данном случае ток — от 55 до 87 мА при $H = 0,6$ мТл. Это означает, что такое воздействие не увеличивает эмиттанс протонной компоненты струи.

Яркость формируемого источником протонов пучка можно определить, используя результаты измерений эмиссионной температуры протонов T_1 в направлении вдоль нитей сеток и учитывая, что в оптимальном режиме работы диода, когда плазменная граница расположена в плоскости катодной сетки, рассеяние протонов на неоднородностях поля этой сетки незначительно по сравнению с рассеянием вблизи анодной сетки [1, 12]. В процессе свободного разлета от дуговой камеры до сеточного диода плазменная струя расширяется более чем на порядок в диаметре и охлаждается, поэтому $T_1 \geq 40$ мэВ [3]. Для протонов пучка, рассеянных анодной сеткой, угловой разброс $\alpha = (s - 2\rho)/4L = 3,1$ мрад и соответствует энергетическому разбросу $T_2 = qU\alpha^2 = 0,08$ эВ. Отсюда, используя выражение [1, 13] для приведенного эмиттанса ϵ (см·мрад) = $= 2,1 \cdot 10^{-4} R_0$ (см) · \sqrt{T} (эВ), получим: $\epsilon_1 \geq 0,026$ л см·мрад, $\epsilon_2 \approx \approx 0,035$ л см·мрад, что при токе пучка 0,1 А соответствует его яркости $B = 2I_0/\epsilon_1\epsilon_2 \leq 45$ А/(см²·мрад²).

Характеристики пучка и схема его формирования использованы при разработке высоковольтного ускорителя протонов [14, 15].

ЛИТЕРАТУРА

1. Баткин В. И., Гетманов В. Н., Савченко О. Я. Повышение яркости пучка дугового источника протонов // ПТЭ.— 1984.— № 1.
2. Баткин В. И., Гетманов В. Н., Икрянов И. М., Савченко О. Я. Источник протонов с регулируемым током для электростатического ускорителя // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Техника физ. эксперимента.— Харьков, 1985.— Вып. 1/22.
3. Баткин В. И., Гетманов В. И., Савченко О. Я., Хусаинов Р. А. Диагностика плазменной струи сеточными электродами // ПМТФ.— 1982.— № 6.
4. Гетманов В. Н., Баткин В. И. Автоматизированная система для диагностики пучка источника протонов // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Техника физ. эксперимента.— Харьков, 1979.— Вып. 2/4.
5. Большев Л. Н., Смирнов В. Н. Таблицы математической статистики.— М.: Наука, 1983.
6. Гетманов В. Н., Савченко О. Я. Влияние слабого магнитного поля на величину тока дугового источника протонов // ПМТФ.— 1987.— № 3.

7. Молоковский С. И., Сушков А. Д. Интенсивные электронные и ионные пучки.— Л.: Энергия, 1972.
8. Давыденко В. И., Димов Г. И., Росляков Г. В. Получение прецизионных ионов и атомных пучков высокой интенсивности.— Новосибирск, 1983.— (Препр./АН СССР, Сиб. отд-ние, Ин-т ядер. физики; № 83—18).
9. Димов Г. И., Росляков Г. В. Развитие атомарных инжекторов для нагрева и диагностики плазмы в ИЯФ СО АН СССР // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядер. синтез.— 1984.— Вып. 3(16).
10. Габович М. Д. Физика и техника плазменных источников ионов.— М.: Атомиздат, 1972.
11. Димов Г. И., Кононенко Ю. Г., Савченко О. Я., Шамовский В. Г. Эксперименты по получению интенсивных пучков ионов водорода // ЖТФ.— 1968.— Т. 38.
12. Димов Г. И., Росляков Г. В. Импульсный перезарядный источник отрицательных ионов водорода // ПТЭ.— 1974.— № 1.
13. Тепляков В. А., Дербилов В. И. Изучение аксиально симметричного пучка ионов // ПТЭ.— 1969.— № 1.
14. А. с. 1494840 СССР. Импульсный линейный ускоритель протонов/В. Н. Гетманов, О. Я. Савченко // Открытия. Изобретения.— 1990.— № 21.
15. Гетманов В. Н., Савченко О. Я. Применение плазменного эмиттера, стабилизированного сеткой, в системе формирования высокоэнергетического пучка протонов // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядер.-физ. исследования.— 1989.— Вып. 5/5.

г. Новосибирск

Поступила 21/IV 1987 г.,
в окончательном варианте — 4/VIII 1989 г.

УДК 621.384.6 : 537.534.7

В. И. Баткин, О. Я. Савченко

ВРЕМЯПРОЛЕТНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Дуговой источник протонов [1—3], применяемый как узел системы диагностики плазмы [4] или как узел высоковольтных инжекторов прецизионных протонных пучков [5, 6], испытывает на себе влияние внешних магнитных полей. Кроме того, магнитное поле можно использовать для управления потоком плазмы [5, 7, 8]. В связи с этим в [8, 9] изучалось влияние продольного магнитного поля в диапазоне от 1 до 100 Гс на плазменную струю. В [8] установлено, что четырехкратное увеличение тока под действием магнитного поля 40 Гс связано в основном с фокусировкой плазменной струи, причем приведенные данные указывают на то, что фокусирующее воздействие локализовано в области на расстоянии 1 см от анода генератора плазмы. Обнаружено также, что фокусировка связана с наличием в струе электронного тока. В предлагаемой работе создавался импульсный электронный ток, длительность которого намного меньше времени пролета протонов области действия магнитного поля, что позволило времяпролетным методом определить особенности действия магнитного поля на разные участки струи.

На рис. 1 изображена установка, на которой проводились измерения. Дуговой генератор плазмы 1 выбрасывает плазменную струю на сеточный диод 8, 9, формирующий пучок протонов. Протонный ток в струе около 0,5 А, ток пучка 0,1 А. Магнитное поле, действующее на плазменную струю, создавалось установленным непосредственно на аноде соленоидом 2 сечением 10×4 мм² или соленоидом 4 диаметром 30 мм, расположенным на расстоянии 70 мм от сеточного электрода 8. На электродах 3, 5, 7 поддерживалось отрицательное напряжение —100 В относительно анода. При этом магнитное поле не фокусировало плазменную струю, так как электронные токи в плазменной

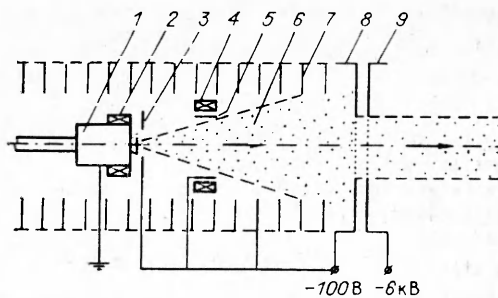


Рис. 1