

ОЦЕНКИ КОНВЕРСИИ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЗИТРОНЫ В ТОЛСТЫХ МИШЕНЯХ

© 2020 г. С. С. Бельшев¹⁾, Л. З. Джилавян^{2)*}, А. Л. Полонский²⁾

Поступила в редакцию 25.12.2019 г.; после доработки 25.12.2019 г.; принята к публикации 25.12.2019 г.

Рассматриваются в сопоставлении с экспериментальными данными рассчитанные значения наиболее важной характеристики генерации позитронов в толстых мишенях-конвертерах — коэффициента конверсии электронов в позитроны, дифференциального по энергии образуемых позитронов и по телесному углу их испускания. Рассмотрение проводится для: “игольчатого” пучка электронов, нормально падающих на конвертер и имеющих энергии (10–1000) МэВ; эмиссии позитронов в направлении такого пучка; конвертеров с различными толщинами и атомными номерами.

DOI: 10.31857/S0044002720040054

1. ВВЕДЕНИЕ

Прецизионные пучки ультрарелятивистских позитронов с малыми поперечными эмиттансами и энергетическими разбросами являются важным инструментом для экспериментальных исследований в физике элементарных частиц и атомных ядер. В основном позитроны для этих пучков получают путем конверсии ультрарелятивистских электронов в позитроны в толстых мишенях-конвертерах. Позитроны из конвертеров имеют широкие энергетические спектры и угловые разбросы. В одном варианте рассматриваемой методики некая магнитная система выделяет из полного пучка позитронов часть с необходимым малым поперечным эмиттансом и с требуемыми энергиями позитронов без использования дополнительного ускорения позитронов из конвертеров (см., например, [1, 2]). В другом варианте исходные позитроны из конвертеров до такого выделения сначала дополнительно ускоряются (см., например, [3, 4]).

Важнейшая характеристика генерации позитронов в конвертерах — дифференциальный по энергии образуемых позитронов и по телесному углу их испускания коэффициент K конверсии электронов в позитроны для “мгновенного игольчатого” пучка нормально падающих на конвертер электронов (пучка без временных, линейных поперечных и угловых разбросов) при угле эмиссии позитронов относительно падающего пучка электронов $\theta^+ \approx 0^\circ$:

$$K \equiv K(E^-, E^+, T, Z) = \frac{N^+}{N^- \Delta\Omega^+ \Delta E^+}, \quad (1)$$

где E^- и E^+ — кинетические энергии падающих электронов и испускаемых позитронов; T — толщина конвертера; Z — атомный номер материала конвертера; N^- и N^+ — числа падающих электронов и испущенных позитронов; $\Delta\Omega^+$ и ΔE^+ — малые значения телесного угла и разброса энергии испускаемых позитронов при этом.

Некоторые систематические экспериментальные данные о $K_{\text{эксп}}$ при $9 \leq E^- \leq 1000$ МэВ для Cu-, Ta-, Pt-, Pb-конвертеров приведены в [5–9].

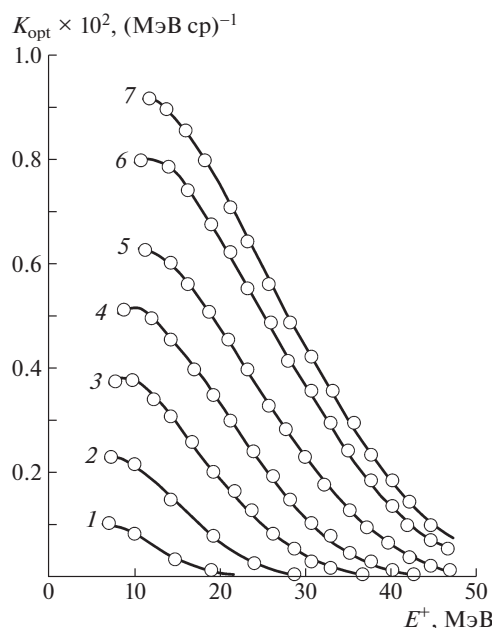


Рис. 1. Экспериментальные зависимости дифференциального коэффициента конверсии $K = K_{\text{эксп}}$ от кинетической энергии испускаемых позитронов E^+ для Ta-конвертеров с близкой к оптимальной толщиной $T = 1.3X_0$ [9]. Кривые: различные E^- электронов: 1 — 25.0 МэВ; 2 — 31.1 МэВ; 3 — 38.1 МэВ; 4 — 44.5 МэВ; 5 — 50.7 МэВ; 6 — 55.9 МэВ; 7 — 57.5 МэВ.

¹⁾Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия.

²⁾Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

*E-mail: dzhil@inr.ru

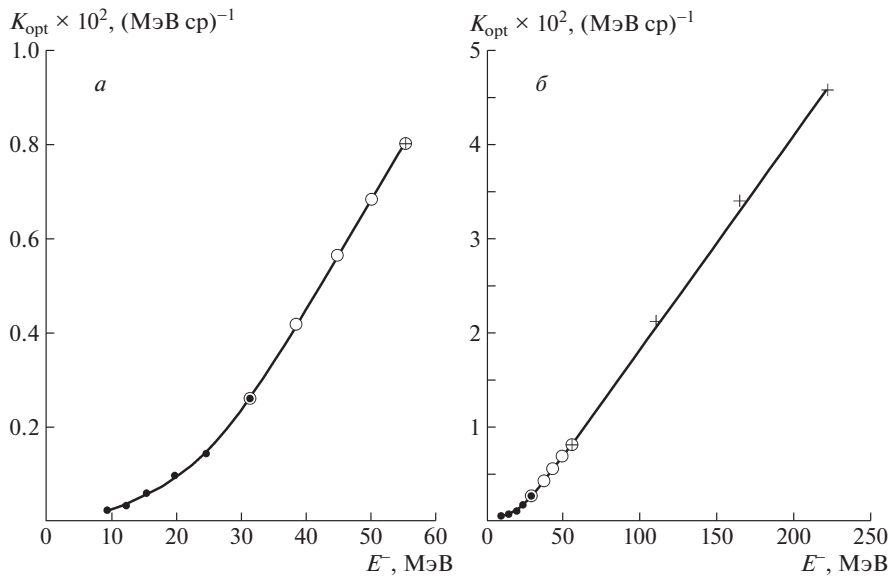


Рис. 2. Экспериментальные зависимости $K_{\text{опт}}$ для различных E^- : а — при $9 \leq E^- \leq 55$ МэВ; б — $9 \leq E^- \leq 220$ МэВ. Данные работ [5, 6, 9] изображены закрытыми кружками, крестиками и большими открытыми кружками соответственно.

Однако эти данные вызывают серьезные сомнения из-за разбросов их абсолютных значений, особенно при малых энергиях позитронов.

В настоящей работе проведен детальный анализ $K_{\text{эксп}}$, полученных в [5–9]. Выполнено их сопоставление со значениями K , рассчитанными при $10 \leq E^- \leq 1000$ МэВ с использованием модели прохождения излучения через вещество, реализованной в библиотеке программ GEANT4 [10] для различных значений T (включая значения, близкие к оптимальным) и $Z = 29; 73; 82$ (для меди, тантала и свинца соответственно).

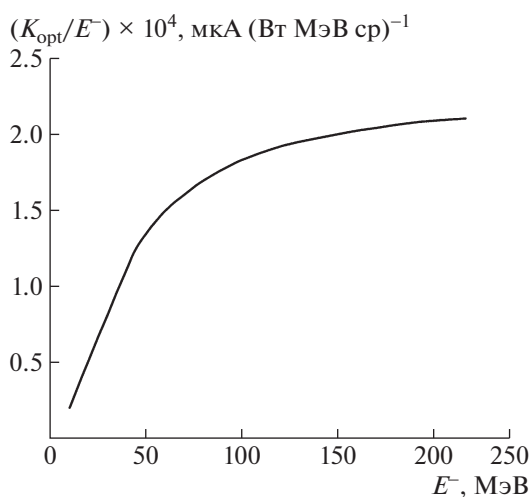


Рис. 3. Экспериментальные зависимости $K_{\text{опт}}/E^-$ от E^- .

2. АНАЛИЗ ИМЕЮЩИХСЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ О ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОМ КОЭФФИЦИЕНТЕ КОНВЕРСИИ $K(E^-, E^+, T, Z)$

Экспериментальные исследования K усложнены тем, что из конвертера наряду с потоками искомым позитронов вылетают существенно преобладающие потоки электронов и γ -квантов. Поэтому для определения $K_{\text{эксп}}$ на выходе из толстого конвертера необходимы методики, позволяющие в тяжелых фоновых условиях проводить нужные измерения. Разработка таких методик на базе магнитных спектрометров — довольно сложная задача (см., например, [11]). Кроме того, должны быть доступны для длительных экспозиций пучки электронов с приемлемыми токами и в широком диапазоне их энергий.

Несмотря на указанные сложности экспериментальных измерений, представляется, что для циклов таких измерений, проведенных на одной и той же установке, можно ожидать улучшение относительной точности определения $K_{\text{эксп}}$. К настоящему времени выполнены три измерения $K_{\text{эксп}}$, обладающие сравнительной полнотой: в Saclay [5] для $9 \leq E^- \leq 30$ МэВ при $0.2X_0 \leq T \leq 2X_0$, $Z = 78$ (Pt); в Orsay [6] для $55 \leq E^- \leq 220$ МэВ при $0.4X_0 \leq T \leq 4X_0$, $Z = 82$ (Pb) и в ИЯИ РАН [9] для $25 \leq E^- \leq 60$ МэВ при $T \cong 1.3X_0$, $Z = 73$ (Ta). При этом X_0 — радиационная длина материала конвертера (см., например, [12, 13]). Важно указать, что измерения [9] позволяют “сшить” по абсолютным значениям $K_{\text{эксп}}$ результаты всех трех измерений [5, 6, 9], причем в качестве единого мас-

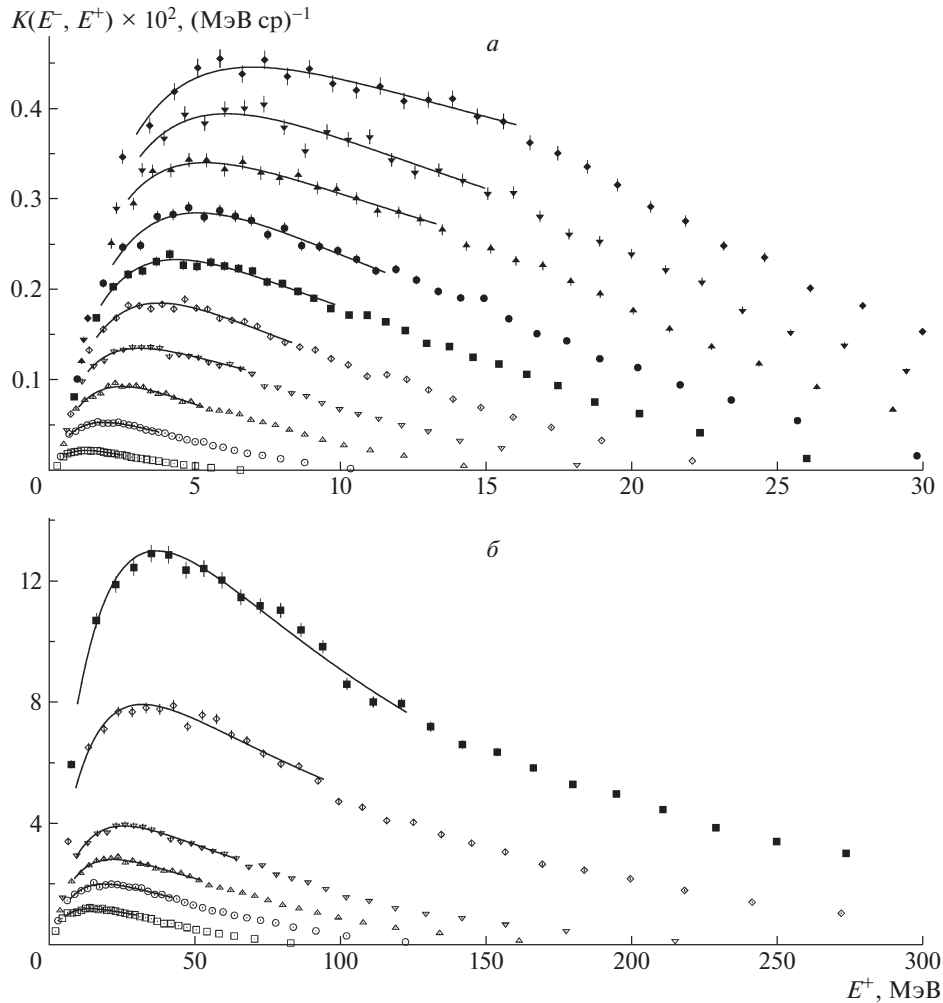


Рис. 4. Рассчитанные зависимости $K_i(E_i^-, E^+, T_{opt\ i}, Z = 82)$ от E^+ . *a* — Для $i = 1-10$: \square — $E^- = 10$ МэВ; \circ — $E^- = 15$ МэВ; \triangle — $E^- = 20$ МэВ; ∇ — $E^- = 25$ МэВ; \diamond — $E^- = 30$ МэВ; \blacksquare — $E^- = 35$ МэВ; \bullet — $E^- = 40$ МэВ; \blacktriangle — $E^- = 45$ МэВ; \blacktriangledown — $E^- = 50$ МэВ; \blacklozenge — $E^- = 55$ МэВ; *б* — для $i = 11-16$: \square — $E^- = 110$ МэВ; \circ — $E^- = 165$ МэВ; \triangle — $E^- = 220$ МэВ; ∇ — $E^- = 300$ МэВ; \diamond — $E^- = 600$ МэВ; \blacksquare — $E^- = 1000$ МэВ.

штаба в настоящей работе был выбран масштаб из работы [6].

Согласно работам [5, 6, 9] (см. рис. 1 с результатами из [9], пересчитанными к масштабу работы [6] при $E^- \cong 55$ МэВ), значения $K_{эксп}$ в зависимости от E^+ при фиксированных E^- , T и Z плавно возрастают при уменьшении E^+ , начиная от $K = 0$

при

$$E^+ = E^- - 2\mu, \tag{2}$$

где μ — энергия покоя электрона. Среднеквадратичные ошибки значений измеренных величин, представленных на рис. 1 (а также ниже на рис. 2), меньше размеров использованных для них значков. Для толщин конвертера T , близких к оптимальным T_{opt} (см. пояснения ниже), при используемых в [5, 6, 9] значениях E^- этот рост идет до $E^+ \approx (0.1-0.2) E^-$. К сожалению, для E^+ ниже этих величин в [5, 6, 9] данные о ходе кривых $K_{эксп}(E^+)$ при дальнейшем уменьшении E^+ либо отсутствуют, либо могут противоречить друг другу. Так, в [5] для части результатов $K_{эксп}$ при $E^+ \rightarrow 0$ не уменьшается, а продолжает расти. В других результатах из [5] и во всех результатах из [6, 9] имеются указания на спад $K_{эксп}(E^+)$ при дальнейшем уменьшении E^+ . Можно предположить, что у каждой

Таблица 1. Набор рассмотренных в расчетах значений E_i^-

i	1	2	3	4	5	6	7	8
$E_i^-, \text{МэВ}$	10	15	20	25	30	35	40	45
i	9	10	11	12	13	14	15	16
$E_i^-, \text{МэВ}$	50	55	110	165	220	300	600	1000

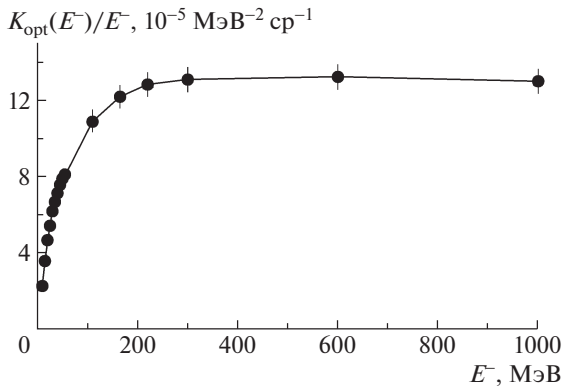


Рис. 5. Рассчитанная зависимость $K_{\text{опт } i}(E_i^-, E^+, T_{\text{опт } i}, Z = 82)/E^-$ от E^- для $i = (1-16)$, т.е. для $10 \leq E^- \leq 1000$ МэВ. Вертикальные штрихи — увеличенные в 5 раз ошибки приводимых рассчитанных значений $K_{\text{опт } i}$.

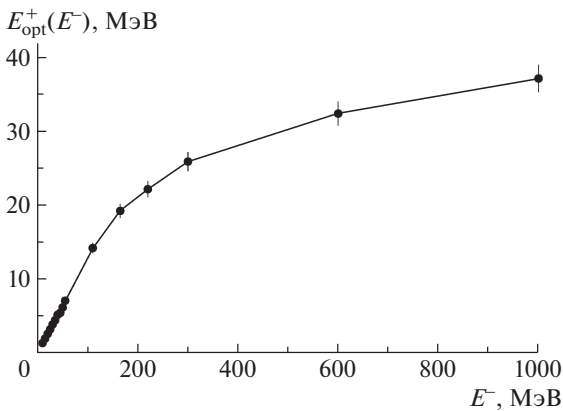


Рис. 6. Рассчитанная зависимость $E_{\text{опт } i}^+(E_i^-, T_{\text{опт } i}, Z = 82)$ от E^- для $i = (1-16)$, т.е. для $10 \leq E^- \leq 1000$ МэВ. Вертикальные штрихи — увеличенные в 5 раз ошибки приводимых рассчитанных значений $E_{\text{опт } i}^+$.

из полученных в работах [5, 6, 9] зависимостей $K(E^-, E^+, T, Z)$ есть свой максимум K_m при E_m^+ для различных E^- , T и Z (конечно, этому предположению нужны дальнейшие подтверждения, чему, в частности, посвящена данная работа). Согласно [6] при фиксированном Z для каждого E^- величина K_m в зависимости от T образует широкий пик, а при неких оптимальных значениях $T = T_{\text{опт}}$ и $E_{\text{опт}}^+$ достигает своего максимума $K_{\text{опт}}(E^-)$.

Толщину конвертера полезно измерять в радиационных длинах для его материала. При этом удается значительно ослабить зависимости величин K и $K_{\text{опт}}$ от Z . Согласно [8] в Stanford's при $E^- \cong 1000$ МэВ получено, что для указанной области малых E^+ и для конвертеров, имеющих одинаковую в X_0 и близкую к $T_{\text{опт}}$ толщину, $K_{\text{экссп}}(E^+)$ весьма медленно растет с ростом Z . Так, согласно [8] переход от Cu ($Z = 29$) к Pb ($Z = 82$) (т.е. при росте Z в 2.83 раза) приводит

к возрастанию $K_{\text{экссп}}(E^+)$ для этой области E^+ только в ~ 1.22 раза. Поэтому для таких E^+ и типичных материалов конвертеров с Z от 73 до 82 (включая упомянутые Ta, Pt, Pb, для которых Z меняется только в ~ 1.12 раза) можно считать, что $K_{\text{экссп}}(E^+)$ не зависит от Z .

Величина $T_{\text{опт}}$ сравнительно медленно растет с ростом E^- . В [14] приведено приближенное выражение, описывающее эту зависимость для $6 \leq E^- \leq 1000$ МэВ:

$$T_{\text{опт}} = 0.5(\ln E^-) - 0.72, \quad (3)$$

где E^- в (3) выражено в МэВ, а $T_{\text{опт}}$ — в X_0 .

На рис. 2 показаны “сшитые” измеренные величины $K_{\text{опт}}(E^-)$ для: а — $9 \leq E^- \leq 55$ МэВ; б — $9 \leq E^- \leq 220$ МэВ. В [6, 7] предложено для диапазона $E^- \cong (55-220)$ МэВ приближенное выражение для $K_{\text{опт}}(E^-)$:

$$K_{\text{опт}}(E^-) \approx 2.4 \times 10^{-4} (E^- - 25), \quad (4)$$

где $K_{\text{опт}}$ имеет размерность $(\text{МэВ ср})^{-1}$, а E^- — МэВ. Согласно [7] этой формуле примерно соответствуют результаты, полученные в Orsay для $E^- = 580$ МэВ при $T \cong 2.7X_0$, $Z = 74$ (W) и в Stanford для $E^- = 1000$ МэВ при $T = 2.9X_0$, $Z = 82$ (Pb) [7, 8].

На рис. 3 представлены в зависимости от E^- экспериментальные значения величины $K_{\text{опт}}(E^-)/E^-$, которые выходят при $E^- \approx 100$ МэВ в область примерного насыщения. Величина $K_{\text{опт}}(E^-)/E^-$ имеет простой и важный смысл: она пропорциональна току получаемых позитронов на единицу мощности падающего на конвертер пучка электронов. Для роста среднего тока получаемых позитронов нужно увеличение средней мощности пучка электронов. Такое увеличение можно получить на ускорителях электронов, обеспечивающих либо высокие E^- , либо (что, видимо, практичнее) большой средний ток, при E^- , например, ≈ 100 МэВ.

3. РАСЧЕТЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА КОНВЕРСИИ $K(E^-, E^+, T, Z)$

Для проверки, дополнения и обобщения данных о $K(E^-, E^+, T, Z)$ проведены модельные расчеты с помощью библиотеки программ GEANT4 [10]. Эти расчеты выполнены для “мгновенных игольчатых” моноэнергетических пучков электронов, имеющих различные начальные ультрарелятивистские кинетические энергии $10 \leq E^- \leq 1000$ МэВ и нормально падающих на однородные пластинки мишеней-конвертеров либо из Cu ($Z = 29$), либо из Ta ($Z = 73$), либо из Pb ($Z = 82$). Полученные результаты позволяют выделить образованные в конвертере

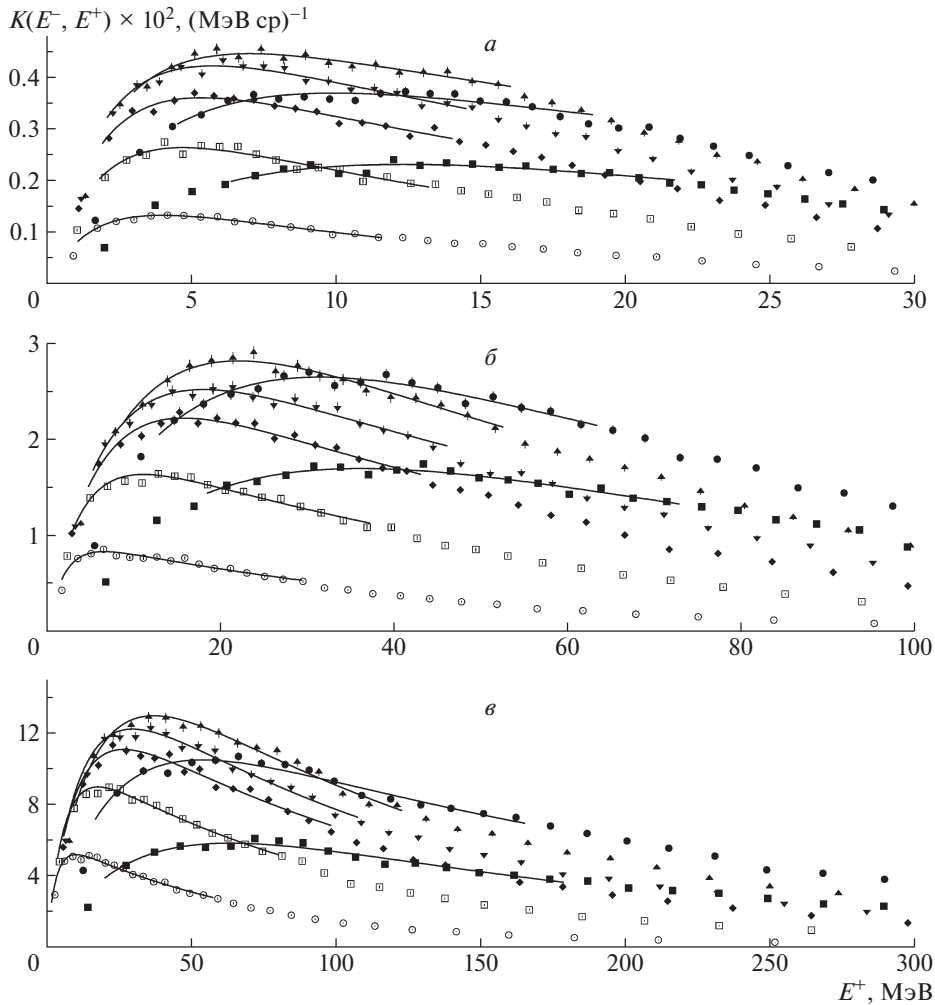


Рис. 7. Рассчитанные значения $K_{i,j}(E_i^-, E^+, T_{i,j}, Z = 82)$ для $j = (1; 2; 3; 4; 5; 6; 7)$ в зависимости от E^+ . *a* — $i = 10$, $E^- = 55$ МэВ, $T_{\text{опт } i} = 1.28367X_0$; *б* — $i = 13$, $E^- = 220$ МэВ, $T_{\text{опт } i} = 1.97681X_0$; *в* — $i = 16$, $E^- = 1000$ МэВ, $T_{\text{опт } i} = 2.73388X_0$. Точки: \blacksquare — $T = 0.25T_{\text{опт}}$; \bullet — $T = 0.5T_{\text{опт}}$; \blacktriangle — $T = T_{\text{опт}}$; \blacktriangledown — $T = T_{\text{опт}} + 0.5X_0$; \blacklozenge — $T = T_{\text{опт}} + X_0$; \square — $T = T_{\text{опт}} + 2X_0$; \circ — $T = T_{\text{опт}} + 4X_0$.

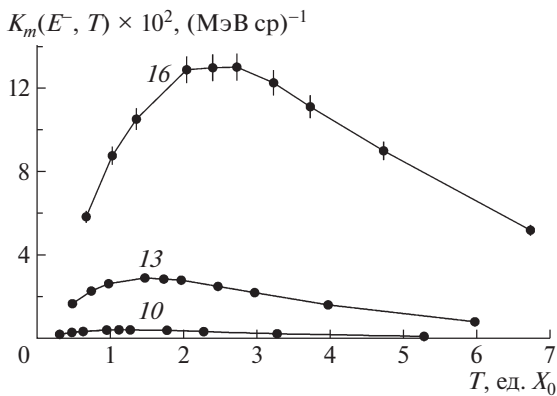


Рис. 8. Рассчитанные зависимости K_m для $j = (1; 1'; 2; 2'; 2''; 3; 4; 5; 6; 7)$ от T для: $i = 10$, $E^- = 55$ МэВ; $i = 13$, $E^- = 220$ МэВ; $i = 16$, $E^- = 1000$ МэВ. Цифры курсивом над кривыми — соответствующие этим кривым значения i . Вертикальные штрихи — увеличенные в 5 раз ошибки приводимых рассчитанных значений $K_{m,i,j}$.

и испускаемые из него позитроны с различными их параметрами. В частности, для рассматриваемых ниже в данном разделе приосевых случаев выделялись позитроны в зависимости от E^+ , испускаемые под углами $\theta^+ \leq 0.05$ рад по отношению к направлению падающего пучка электронов. Собранный при этом полный объем данных позволяет извлекать угловые, линейные поперечные и временные разбросы всего получаемого пучка позитронов на выходе из конвертера.

Для основных приосевых расчетов выбраны Рb-конвертеры с толщинами $T_{\text{опт}}$ согласно выражению (1) и ряд кинетических энергий падающих электронов E_i^- , указанный в табл. 1.

На рис. 4 точками с ошибками показаны результаты таких расчетов $K_i(E_i^-, E^+, T_{\text{опт } i}, Z = 82)$, причем: рис. 4*a* — для $i = (1-10)$; рис. 4*б* — для $i = (11-16)$. На рис. 4 для каждого случая также показаны сплошными кривыми подгоночные

Таблица 2. $K_{\text{опт } i}$ со статистической погрешностью менее $\sim 1\%$: максимумы и соответствующие аргументы $E_{\text{опт } i}^+$ подгоночных функций $f_{\text{опт } i}$

i	$E_i^-,$ МэВ	j	$T_{i,j},$ единицы X_0	$E_{\text{опт } i}^+,$ МэВ	$K_{\text{опт } i},$ (МэВ ср) $^{-1}$
10	55	1	0.320918	12.303	0.002308
10	55	1'	0.487795	11.214	0.003211
10	55	2	0.641833	9.891	0.003690
10	55	2'	0.962753	7.905	0.004394
10	55	2''	1.129630	7.021	0.004489
10	55	3	1.283670	7.024	0.004453
10	55	4	1.783670	5.756	0.004218
10	55	5	2.283670	5.357	0.003600
10	55	6	3.283670	4.714	0.002630
10	55	7	5.283670	3.995	0.001322
13	220	1	0.494203	36.006	0.016959
13	220	1'	0.751188	32.654	0.022947
13	220	2	0.988405	31.202	0.026457
13	220	2'	1.482608	27.024	0.029191
13	220	2''	1.739593	23.971	0.028670
13	220	3	1.976810	22.132	0.028152
13	220	4	2.476810	18.047	0.025176
13	220	5	2.976810	15.805	0.022202
13	220	6	3.976810	11.140	0.016345
13	220	7	5.976810	6.621	0.008316
16	1000	1	0.683470	63.311	0.058339
16	1000	1'	1.038874	61.549	0.087441
16	1000	2	1.366940	53.689	0.104933
16	1000	2'	2.050410	46.105	0.128463
16	1000	2''	2.405814	40.240	0.129389
16	1000	3	2.733880	37.115	0.129706
16	1000	4	3.233880	29.755	0.122225
16	1000	5	3.733880	26.634	0.110815
16	1000	6	4.733880	17.755	0.089788
16	1000	7	6.733880	10.152	0.051952

функции:

$$f_{\text{опт } i} = A_{\text{опт } i} [1 - \exp(-a_{1\text{опт } i} E^+)] \times \quad (5)$$

$$\times \exp(-a_{2\text{опт } i} E^+).$$

В табл. 2 для каждого i приведены значения максимумов $K_{\text{опт } i}$ и соответствующих аргументов $E_{\text{опт } i}^+$ подгоночных функций $f_{\text{опт } i}$, рассчитанные с относительной статистической погрешностью менее $\sim 1\%$. Эти значения получены методом наибольшего правдоподобия для выборки, имеющей максимальную плотность и содержащей половину от полного числа (6.5×10^4) полученных в каждом расчете позитронов с $\theta^+ \leq 0.05$ рад.

На рис. 5 показана зависимость величины $K_{\text{опт } i}(E^-)/E^-$ от E^- для $i = (1-16)$, т.е. для $10 \leq E^- \leq 1000$ МэВ (здесь соседние точки просто

соединены отрезками прямых линий). На рис. 6 представлена зависимость $E_{\text{опт } i}^+$ от E^- для $10 \leq E^- \leq 1000$ МэВ (здесь также соседние точки просто соединены отрезками прямых линий).

В дополнение к основным расчетам для свинцовых конвертеров рассчитаны величины $K_{i,j}(E_i^-, E^+, T_{i,j}, Z = 82)$ в зависимости от E^+ для трех значений $E^- = (55; 220; 1000)$ МэВ (т.е. для $i = (10; 13; 16)$) и ряда значений толщины конвертера $T_{i,j}$ (см. табл. 3). Результаты расчетов $K_{i,j}(E_i^-, E^+, T_{i,j}, Z = 82)$ для этих условий и $j = (1; 2; 3; 4; 5; 6; 7)$ показаны на рис. 7. Кроме того, на рис. 7 для каждого случая (сплошные кривые) показаны подгоночные функции

$$f_{i,j} = A_{i,j} [1 - \exp(-a_{1i,j} E^+)] \exp(-a_{2i,j} E^+). \quad (6)$$

В табл. 4 для каждой рассмотренной пары значений i, j даны значения максимумов $K_{mi,j}$ и соответствующих аргументов $E_{mi,j}^+$ подгоночных функций $f_{i,j}$, рассчитанных с относительной статистической погрешностью менее $\sim 1\%$ и найденных подобно тому, как это описано для рис. 4 и табл. 2 для подгоночных функций $f_{\text{опт } i}$.

На рис. 8 для $j = (1; 1'; 2; 2'; 2''; 3; 4; 5; 6; 7)$ показаны зависимости K_m от T : для $i = 10$ ($E^- = 55$ МэВ); для $i = 13$ ($E^- = 220$ МэВ); для $i = 16$ ($E^- = 1000$ МэВ). Цифры курсивом над кривыми — соответствующие этим кривым значения i . Соседние точки просто соединены отрезками прямых линий.

Анализ приведенных в табл. 4 и на рис. 8 результатов (с учетом того, что зависимости $K_{mi,j}(E_i^-, T_{i,j}, Z)$ от $T_{i,j}$ при фиксированных E_i^- и Z имеют большие ширины) позволяет заключить, что выражение (3) удовлетворительно (с точностью не хуже $\sim 10\%$) определяет оптимальную толщину конвертера $T_{\text{опт } i}$.

Наконец, проведено сопоставление $K_{\text{опт } i}$ ($K_{\text{опт } i}$ рассчитаны с относительной статистической погрешностью менее $\sim 1\%$) при $T_{\text{опт } i}$ для медных (Cu), танталовых (Ta) и свинцовых (Pb) конвертеров ($i = 10; 13; 16$), т.е. при $E^- = (55; 220; 1000)$ МэВ. Результаты такого сопоставления даны в табл. 5.

4. ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При сопоставлении результатов расчетов с известными экспериментальными данными [5–9] о поведении $K(E^-, E^+, T, Z)$ необходимо отметить следующее.

Таблица 3. Набор рассмотренных в расчетах значений $T_{i,j}$

j	1	1'	2	2'	2''
$T_{i,j}$	$0.25T_{\text{опт } i}$	$0.38T_{\text{опт } i}$	$0.5T_{\text{опт } i}$	$0.75T_{\text{опт } i}$	$0.88T_{\text{опт } i}$
j	3	4	5	6	7
$T_{i,j}$	$T_{\text{опт } i}$	$T_{\text{опт } i} + 0.5X_0$	$T_{\text{опт } i} + X_0$	$T_{\text{опт } i} + 2X_0$	$T_{\text{опт } i} + 4X_0$

Все полученные расчетные зависимости $K(E^-, E^+, T, Z)$ от E^+ при различных значениях E^-, T (в единицах радиационной длины ее материала X_0) и Z плавно возрастают при уменьшении E^+ (начиная от $K = 0$ при $E^+ = E^- - 2\mu$, где μ — энер-

гия покоя электрона). При $10 \leq E^- \leq 1000$ МэВ и толщинах конвертера T , близких к оптимальным $T_{\text{опт}}$, зависимости K от E^+ образуют сравнительно широкие пики. Положения и значения максимумов этих пиков меняются соответственно от $E_{\text{опт}}^- \approx 1.3$ МэВ и $K_{\text{опт}} \approx 0.000227$ (МэВ ср) $^{-1}$ при $E^- = 10$ МэВ до $E_{\text{опт}}^- \approx 37$ МэВ и $K_{\text{опт}} \approx 0.13$ (МэВ ср) $^{-1}$ при $E^- = 1000$ МэВ. При этом $K_{\text{опт } i}/E^-$ по мере роста E^- стремится к $\approx 1.3 \times 10^{-4}$ (МэВ $^{-2}$ ср $^{-1}$). Значения K в низкоэнергетических “крыльях” этих пиков в зависимостях K от E^+ стремятся к нулю при $E^+ \rightarrow 0$. При $E^+ \geq E_{\text{опт}}^+$ все полученные расчетные значения величин $K(E^-, E^+, T, Z)$ в 1.5–2 раза меньше соответствующих экспериментальных из [5–9], приведенных в разд. 2.

Таблица 4. Рассчитанные со статистической погрешностью менее $\sim 1\%$ $K_{mi,j}$ и соответствующие аргументы $E_{mi,j}^+$ подгоночных функций $f_{i,j}$

i	$E_i^-,$ МэВ	j	$T_{i,j},$ единицы X_0	$E_{mi,j}^+,$ МэВ	$K_{mi,j},$ (МэВ ср) $^{-1}$
10	55	1	0.320918	12.303	0.002308
10	55	1'	0.487795	11.214	0.003211
10	55	2	0.641833	9.891	0.003690
10	55	2'	0.962753	7.905	0.004394
10	55	2''	1.129630	7.021	0.004489
10	55	3	1.283670	7.024	0.004453
10	55	4	1.783670	5.756	0.004218
10	55	5	2.283670	5.357	0.003600
10	55	6	3.283670	4.714	0.002630
10	55	7	5.283670	3.995	0.001322
13	220	1	0.494203	36.006	0.016959
13	220	1'	0.751188	32.654	0.022947
13	220	2	0.988405	31.202	0.026457
13	220	2'	1.482608	27.024	0.029191
13	220	2''	1.739593	23.971	0.028670
13	220	3	1.976810	22.132	0.028152
13	220	4	2.476810	18.047	0.025176
13	220	5	2.976810	15.805	0.022202
13	220	6	3.976810	11.140	0.016345
13	220	7	5.976810	6.621	0.008316
16	1000	1	0.683470	63.311	0.058339
16	1000	1'	1.038874	61.549	0.087441
16	1000	2	1.366940	53.689	0.104933
16	1000	2'	2.050410	46.105	0.128463
16	1000	2''	2.405814	40.240	0.129389
16	1000	3	2.733880	37.115	0.129706
16	1000	4	3.233880	29.755	0.122225
16	1000	5	3.733880	26.634	0.110815
16	1000	6	4.733880	17.755	0.089788
16	1000	7	6.733880	10.152	0.051952

При получении позитронов с использованием дополнительного их ускорения (как в [3, 4]) необходимо с конвертера оптимальной толщины $T_{\text{опт}}$ выбирать позитроны с энергиями вблизи $E_{\text{опт}}^+$. Без дополнительного ускорения позитронов (как в [1, 2]) при $E^+ \geq E_{\text{опт}}^+$ лучше брать конвертеры с $T < T_{\text{опт}}$ (см. рис. 7б при $T = 0.5T_{\text{опт}}$ и $E^+ > 40$ МэВ).

Поведение расчетных зависимостей $K_{mi,j}$ от T при $T > T_{\text{опт } i}$ объясняет указанные выше различия масштабов экспериментальных [5–9] и рассчитанных в настоящей работе результатов для величин K . Конечно, свою роль могут играть и ошибки при магнитной спектрометрии получаемых позитронов (ошибки из-за остаточных магнитных полей и ошибки при определении зависимости чувствительности используемых в [5, 6, 9] ионизационных камер от энергии позитронов). По-видимому, основную роль играют недостаточные толщины используемых входных коллиматоров в магнитных спектрометрах, что приводит к добавочным существующим потокам позитронов, рожденных в этих коллиматорах γ -квантами из конвертера.

Подтверждена правомерность использования выражения (3) для нахождения $T_{\text{опт } i}$. Подтверждена слабость зависимости величин K от Z при равных в единицах X_0 толщинах конвертеров.

Полученные результаты для дифференциальных коэффициентов конверсии электронов в позитроны в толстых мишенях-конвертерах $K(E^-, E^+, T, Z)$

Таблица 5. Сопоставление рассчитанных со статистической погрешностью $\lesssim 1\%$ $K_{\text{опт } i}$ для Cu-, Ta-, Pb-конвертеров при $T_{\text{опт } i}$ и $E^- = (55; 220; 1000)$ МэВ

i	Элемент	E^- , МэВ	$T_{\text{опт } i}$, единицы X_0	$E_{\text{опт } i}^+$, МэВ	$K_{\text{опт } i}$, $(\text{МэВ ср})^{-1}$	$K_{\text{опт } i \text{ Pb}}/K_{\text{опт } i}$
10	Cu	55	1.283670	8.242	0.003076	1.4844
10	Ta	55	1.283670	7.381	0.004614	0.9896
10	Pb	55	1.283670	7.064	0.004566	1
13	Cu	220	1.976810	22.736	0.023750	1.1973
13	Ta	220	1.976810	21.839	0.029475	0.9648
13	Pb	220	1.976810	20.926	0.028437	1
16	Cu	1000	2.73388	38.192	0.114191	1.1304
16	Ta	1000	2.73388	35.465	0.134270	0.9614
16	Pb	1000	2.73388	34.256	0.129083	1

фактически перекрывают весь диапазон E^- , интересный для практики генерации позитронов при получении пучков ультрарелятивистских позитронов. Приведенные зависимости K от E^- , E^+ , T и Z могут быть использованы для проектирования оборудования с целью получения пучков ультрарелятивистских позитронов, при оптимизации работы этого оборудования на уже запущенных (см., например, [15]) и проектируемых установках.

Авторы благодарны профессору Б. С. Ишханову за поддержку работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- J. Miller, C. Schuhl, C. Tzara, and G. Tamas, *J. Phys. Rad.* **21**, 755 (1960).
- Л. З. Джилаван, Н. П. Кучер, *ЯФ* **30**, 294 (1979) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **30**, 151 (1979)].
- C. P. Jupiter, N. E. Hansen, R. E. Shafer, and S. C. Fultz, *Phys. Rev.* **121**, 866 (1961).
- Л. З. Джилаван, А. И. Карев, *Тр. VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц*, под ред. А. А. Васильева (ОИЯИ, Дубна, 1981), т. 1, с. 209.
- M. Bernardini, J. Miller, G. Tamas, C. Schuhl, and C. Tzara, *CEA 2212 (Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay, 1962)*.
- T. L. Aggson and L. Burnod, *LAL 27 (Laboratoire de l'Accelérateur Lineaire d'Orsay, 1962)*.
- J. Haissinski, *Nucl. Instrum. Methods* **51**, 181 (1967).
- H. Brechna, K. E. Brey Mayer, K. G. Carney, H. De Staebler, R. H. Helm, and C. T. Hoard, in *The Stanford Two-Mile Accelerator*, Ed. by R. B. Neal (Benjamin, New York—Amsterdam, 1968), p. 545.
- Л. З. Джилаван, А. В. Лелеков, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **8**, 37 (1979).
- GEANT4, Physics Reference Manual, Version geant4 9.5.0* (2 December, 2011).
- Л. З. Джилаван, А. В. Лелеков, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **8**, 43 (1979).
- V. Rossi and K. Greizen, *Rev. Mod. Phys.* **13**, 240 (1941).
- S. M. Seltzer and M. J. Berger, *Nucl. Instrum. Methods B* **12**, 95 (1985).
- А. Н. Фисун, Дис. . . . канд. физ.-мат. наук, Харьковский физико-технич. институт (Харьков, 1972).
- К. В. Астрелина, М. Ф. Блинов, Т. А. Всеволожская, Н. С. Диканский, Ф. А. Еманов, Р. М. Лапик, П. В. Логачев, П. В. Мартышкин, А. В. Петренко, Т. В. Рыбицкая, А. Н. Скринский, С. В. Шнянков, Т. А. Яскина, *ЖЭТФ* **133**, 94 (2008) [*JETP* **106**, 77 (2008)].

CONVERSION OF ULTRARELATIVISTIC ELECTRONS TO POSITRONS IN THICK TARGETS

S. S. Belyshev¹⁾, L. Z. Dzhilavyan²⁾, A. L. Polonski²⁾

¹⁾ *Physics Faculty of Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

²⁾ *Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

In comparison with experimental data, the calculated values of the most important characteristic of positron generation in thick converter targets — the electron-to-positron conversion coefficients are considered which are differential in energies of the generated positrons and in solid angles of positron emission. The consideration is carried out for: “needle-like” beams of electrons with energies (10–1000) MeV incident normally on converters; positron emission in the direction of such incident beams; converters with various thicknesses and atomic numbers.