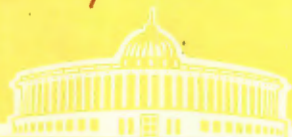


СЗ43е1

К-30

2419/2-78



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P7 - 11420

К.Г.Каун, С.А.Карамян

О ВОЗМОЖНОСТИ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ВЫДЕЛЕНИЯ
"КВАНТОВО-ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ"
ПОЗИТРОНОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ
ОЧЕНЬ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

1978

P7 - 11420

К. Г. Каун, С. А. Карамян

О ВОЗМОЖНОСТИ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ВЫДЕЛЕНИЯ
"КВАНТОВО-ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ"
ПОЗИТРОНОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ
ОЧЕНЬ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Каун К.-Г., Карамян С.А.

P7 - 11420

О возможности экспериментального выделения
"квантово-электродинамических" позитронов
при столкновениях очень тяжелых ионов

Предлагается метод выделения отдельных компонент спектра позитронов, рождающихся в результате различных физических процессов при столкновениях очень тяжелых ионов, таких как $U+U$. Метод основан на существенном различии времени испускания атомной и ядерной компонент спектра позитронов ($\tau_a \leq 10^{-20}$ с и $\tau_n \geq 10^{-14}$ с соответственно) в процессе столкновения. Это позволяет различить атомную и ядерную компоненты с помощью эффекта теней в экспериментах на монокристаллических мишенях. Обсуждаются конкретные варианты постановки опытов и дана оценка ожидаемого результата.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Kaun K.-H., Karamian S.A.

P7 - 11420

On a Possibility of Experimental Separation of "Quantum-Electrodynamical" Positrons in Collisions of Very Heavy Ions

A method is proposed for the separation of the components of positron spectra due to various physical processes in collisions of very heavy ions, such as $U+U$. The method is based on the substantially different emission times ($\tau_a \leq 10^{-20}$ s and $\tau_n \geq 10^{-14}$ s, respectively) of the atomic and nuclear components of the positrons spectrum in collision process. This allows one to discriminate between the atomic and nuclear blocking in experiments with single-crystal targets by using the channeling technique. A few concrete experimental procedures and estimated results are discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование процесса рождения позитронов в сверхкритическом поле двух сталкивающихся ядер урана представляет большой принципиальный интерес для изучения квантово-электродинамических эффектов в условиях очень сильных полей. Основные аспекты этого вопроса широко обсуждались в последние годы на международных конференциях по физике тяжелых ионов и атомных столкновений и изложены также в ряде обзорных статей, например в работах ^{/1-4/}. Результаты первых экспериментальных исследований по поиску позитронов, выполненных на пучках ускоренных ионов свинца и урана с энергией 4-6 МэВ/нукл. наиболее мощного в настоящее время ускорителя тяжелых ионов УНИЛАН в Дармштадте, были опубликованы в 1977 году в работах ^{/5-7/}. Эти первые эксперименты показали, что позитроны наблюдаются в столкновениях не только $U+U$, но также $Pb+Pb$ и $Pb+U$, причем сечение образования их не очень сильно зависит от суммы атомных чисел сталкивающихся частиц (Z_1+Z_2). Измеренные в этих экспериментах ^{/7/} полные сечения рождения позитронов представлены на рис. 1. Здесь приведены также результаты теоретической работы ^{/8/}, в которой дается оценка полных сечений образования позитронов в следующих процессах:

1. Спонтанном и индуцированном рождении позитронов в сверхкритическом или почти сверхкритическом поле двух рассеивающихся ядер, если $1S$ -состояние соответствующего квазиатома является вакантным ^{/9/}.

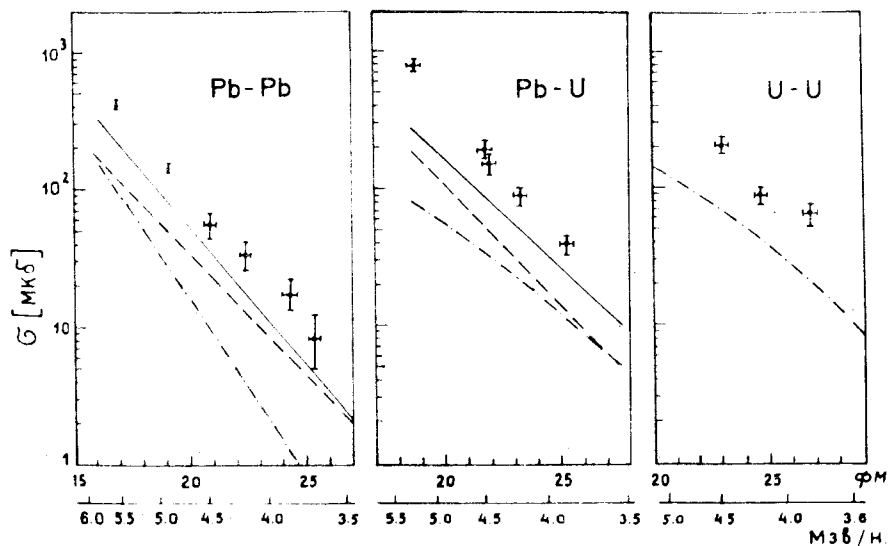


Рис. 1. Полные сечения образования позитронов при столкновениях $Pb+Pb$, $Pb+U$ и $U+U$ в зависимости от степени сближения двух рассеивающихся ядер при лобовом столкновении /или при заданной кинетической энергии ионов в МэВ/нукл./ • - экспериментальные данные работы /7/, кривые - результаты теоретической оценки /8/: — — — полное сечение суммарного эффекта, - - - - полное сечение "квантово-электродинамических" позитронов, - · - · - полное сечение позитронов от кулоновского возбуждения ядер.

2. Прямом образовании электронно-позитронных пар в кулоновском поле двух ядер ("shake-off of the vacuum polarization") /10/.

3. Образовании электронно-позитронных пар из-за внутренней парной конверсии γ -переходов после кулоновского возбуждения рассеивающихся ядер /11/.

Сравнение опытных данных с результатами теоретических оценок показывает, что обнаруженные значения сечения образования позитронов и зависимость их от кинетической энергии падающих ионов качественно согласуются с предсказаниями теории. Однако оценка вклада

ядерного кулоновского возбуждения носит только качественный характер. Поэтому для дальнейшего, более точного исследования позитронных спектров, которые связаны с квантово-электродинамическими эффектами в сильных полях, необходимо проводить новые эксперименты, которые позволили бы отделить эти эффекты от физического фона ядерного кулоновского возбуждения. В данной работе предлагается метод, который может позволить отдельно наблюдать "квантово-электродинамические" позитроны на фоне ядерного кулоновского возбуждения.

2. ПРИНЦИП ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО РАЗДЕЛЕНИЯ АТОМНОЙ /ИЛИ "КВАНТОВО-ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ" / И ЯДЕРНОЙ КОМПОНЕНТ ПОЗИТРОННОГО СПЕКТРА МЕТОДОМ ТЕНЕЙ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИМИ МИШЕНЯМИ

Наиболее существенным различием между атомной и ядерной компонентами позитронного спектра является, по-видимому, сильное отличие моментов времени их испускания в процессе столкновения. Атомные позитроны возникают практически только в момент наиболее сильного сближения сталкивающихся ядер, т.е. за время пребывания их на расстоянии, меньшем "критического" /12/. Это время составляет при кинетической энергии падающих ионов, равной примерно энергии кулоновского барьера, $\tau_a \leq 10^{-20}$ с. Момент времени испускания ядерной компоненты позитронного спектра определяется временем жизни возбужденных состояний по отношению к электромагнитным переходам, которое на несколько порядков больше чем τ_a и примерно равно $\tau_j \geq 10^{-14}$ с. Эти временные отношения в процессе столкновения дают в принципе возможность разделить обе компоненты методом теней в экспериментах на монокристаллических мишенях.

Хорошо известно, что на движение заряженных частиц в монокристаллах оказывают существенное воздействие ориентационные эффекты^{/13/}, в том числе эффект теней, состоящий в возникновении минимумов интенсивности в направлениях кристаллографических осей и плоскостей для продуктов ядерной реакции или рассеяния частиц на монокристаллической мишени. Чувствительность интенсивности эффекта теней к позиции в монокристалле источника регистрируемых частиц позволила с успехом применить этот эффект для измерения времени протекания ядерных реакций^{/14,15/}, а также для определения положения примесного атома в монокристаллах с примесями и количества дефектов в поврежденных монокристаллах^{/16/}. Из-за различия во времени испускания "квантово-электродинамических" позитронов и позитронов парной конверсии ядерного γ -излучения возникает возможность применить метод, основанный на эффекте теней, для разделения двух перечисленных процессов, которые могут быть ответственны за возникновение позитронов, наблюдаемых экспериментально в столкновениях очень тяжелых ионов.

Атомные позитроны излучаются практически из узлов решетки, поскольку смещение системы взаимодействующих ядер в результате движения центра инерции за время столкновения $\sim 10^{-12}$ см^{/17/} много меньше амплитуды колебаний атомов в монокристаллической решетке. Кроме того, расстояние между взаимодействующими ионами на стадии испускания позитронов также мало $\sim 10^{-11}$ см/ по сравнению с амплитудой колебаний атомов. Ядерные позитроны, возникающие в парной конверсии γ -квантов кулоновского возбуждения, излучаются либо на расстоянии пробега ионов в процессе торможения ядер отдачи, характерное время которого $\tau_s \approx 10^{-12}$ с, либо уже после остановки возбужденного ядра, если время жизни ядерного уровня превышает время торможения. Можно ожидать, что большинство пар внутренней конверсии будет испущено в процессе торможения ядер, так как сравнительно высоким энергиям γ -лучей, необходимым для парной конверсии, отвечает, как правило, время жизни по отношению к электромагнитному излучению $\tau_{\text{я}} < 10^{-13}$ с $< \tau_s$. Отсюда следует, что позитроны

из ядерных процессов будут излучаться из любой точки монокристаллической мишени в пределах расстояния пробега ядер либо, при использовании тонкой мишени и большого времени $\tau_{\text{я}}$, также из области вне мишени.

Отсюда следует, что атомные позитроны, излученные в направлении кристаллографических плоскостей и осей, будут в полной мере подвержены воздействию упорядоченных электрических полей монокристалла, и в угловом распределении позитронов будут иметь место теневые минимумы, интенсивность которых связана только со степенью совершенства монокристалла. Для ядерных позитронов эффект теней будет почти полностью отсутствовать, возможна лишь очень слабая остаточная ориентационная структура в интенсивности вблизи кристаллографического выделенного направления за счет излучения из всего объема монокристалла, в том числе и из точек вблизи осевых линий и плоскостей монокристалла. Для ядерных позитронов возможен также фоновый эффект теней в том случае, если их испускание происходит уже из остановившихся ядер, поскольку нельзя исключить фиксацию заторможенных ядер в положении замены. Доля таких ядер зависит от состава, структуры, качества, чистоты монокристалла и химических свойств имплантируемого атома. Несмотря на то, что излучение позитронов из остановившихся ядер является маловероятным /см. выше/, этот процесс нельзя считать полностью исключенным. Однако этот фон нетрудно исключить экспериментальным путем, применяя тонкую монокристаллическую мишень с толщиной, меньшей, чем пробег ядер отдачи.

Таким образом, ясно, что путем наблюдения эффекта теней в угловом распределении позитронов, возникающих при облучении монокристаллической мишени из тяжелого элемента (U) пучком очень тяжелых ионов (U), можно произвести качественную проверку, являются ли образующиеся в столкновении $U+U$ позитроны в большинстве квантово-электродинамическими, или они возникают в результате парной внутренней конверсии электромагнитного излучения ядер. Путем измерения интенсивности эффекта теней можно получить количественную инфор-

мацию об отношении интенсивностей позитронов из этих двух процессов в том случае, если процессы имеют сравнимую вероятность.

3. ВОЗМОЖНЫЕ КОНКРЕТНЫЕ ВАРИАНТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ОЦЕНКА ОЖИДАЕМЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для оценки возможностей постановки эксперимента существенным параметром является допустимая плотность интегрального потока ионов урана на единицу площади монокристалла. Опыт экспериментов^{/17/} показывает, что является возможным доводить интегральный поток таких ионов, как ^{22}Ne , ^{27}Al с энергией 5-8 МэВ/нукл., до $10^{16}/\text{см}^2$ при использовании монокристалла UO_2 и получать все еще достаточно глубокий теневой минимум $\chi = 0,2-0,3$. Для ионов урана можно ожидать, что предельный интегральный поток будет ниже указанной цифры, однако с учетом возможности отжига поврежденного монокристалла после облучения или в процессе его^{/18/} можно предположить, что и для ионов урана допустимый поток ионов будет иметь порядок $10^{16}/\text{см}^2$. Эта цифра и будет использована в дальнейших оценках.

Эффект теней для позитронов и электронов был изучен в эксперименте^{/19/}, в котором исследовалось пространственное распределение позитронов и электронов, излучаемых ядрами радиоактивного изотопа ^{64}Cu в битами в монокристалл меди. Был наблюден хорошо выраженный минимум интенсивности для позитронов с полной шириной на половине глубины $\psi_{1/2} \approx 2\psi_1$, где ψ_1 - критический угол каналирования, вычисляемый по формуле для релятивистских частиц^{/19/}:

$$\psi_1 = (2Z_1 Z_2 e^2 / \frac{1}{2} p v d)^{1/2},$$

где p - импульс частицы, v - ее скорость, d - расстояние между атомами для выбранной оси монокристалла, Z_1 и Z_2 - заряд ядра атомов монокристалла и частицы.

Для электронов наблюдался максимум интенсивности в направлении кристаллографической оси, его угловая ширина была несколько меньшей, чем $\psi_{1/2}$ для позитронов.

В дальнейшем было изучено также каналирование позитронов и электронов в области энергий частиц 1-2 МэВ^{/20/}. Согласно правилу обратимости^{/13/} параметры минимума интенсивности, измеренного для каналирования частиц в геометрии рассеяния на большой угол, должны совпадать с параметрами теневого минимума. Поэтому для оценки угловой ширины теневого минимума используем величину, которая была получена^{/20/} при изучении каналирования позитронов с энергией 1 МэВ в тонком монокристалле золота, равную $\psi_{1/2} = 2,5^\circ$ для оси $\langle 110 \rangle$. Эта цифра несколько ниже ожидаемой из расчета: $2\psi_1 \approx 4^\circ$, что объясняется^{/19/}, главным образом, значительной амплитудой колебаний в монокристалле золота.

Изменение величин Z и d при переходе к монокристаллу, содержащему уран /например, UO_2 /, не приведет к значительному изменению угла ψ_1 . Кроме того, при работе с подогревом монокристалла в процессе облучения /см. выше/ амплитуда колебаний атомов в решетке монокристалла будет также велика. Поэтому в дальнейшем для оценок примем величину $\psi_{1/2} = 2^\circ$.

Поскольку угловая ширина теневого минимума сравнительно мала, то эксперимент по измерению параметров этого минимума должен выполняться с хорошим угловым разрешением. В частности, необходимо измерять интенсивности позитронов в малых интервалах телесного угла, т.е. при низкой светосиле регистрирующей аппаратуры. Такая постановка эксперимента будет описана ниже, назовем ее дифференциальными измерениями. Поскольку сечение образования позитронов не очень велико (согласно^{/7/} для столкновения $U+U$ при энергии ионов 6 МэВ/нукл. оно составляет $\sim 10^{-27} \text{см}^2$), то могут возникать трудности в обеспечении достаточно высокой статистической точности результата дифференциальных измерений. Поэтому рассмотрим сначала возможность проведения интегральных измерений с целью проверки самого факта наличия или отсутствия теневого минимума.

а/ Интегральные измерения

В таких измерениях имеет смысл определить интенсивности потока позитронов в конусе с раствором, равным ширине теневого минимума на половине глубины, т.е. 2° в направлении, совпадающем с кристаллографической осью, и в случайном направлении. Схема такого эксперимента представлена на рис. 2. Расстояние от

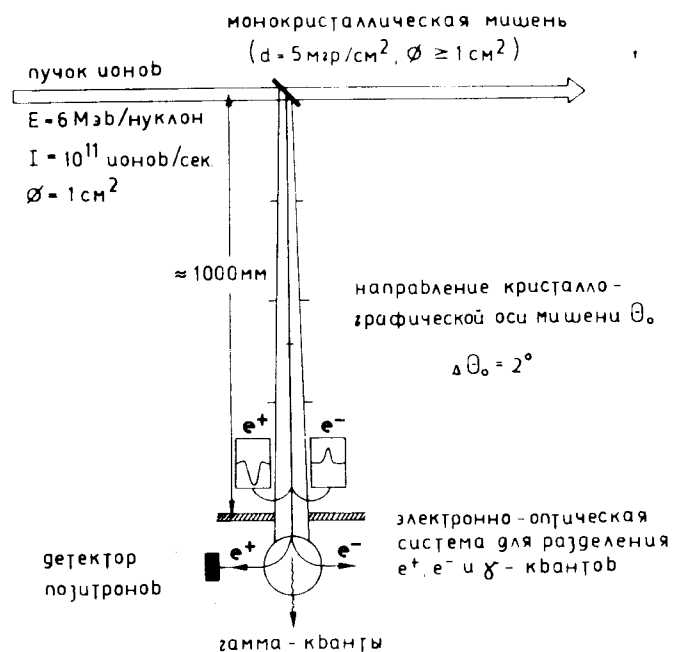


Рис. 2. Принципиальная схема эксперимента с обычным детектором позитронов - интегральный метод наблюдения. Показана схематически форма тени для позитронов и электронов.

мишени до детектора выбрано 1000 мм, с тем чтобы при размере излучающей области мишени 10 мм угловой разброс был мал по сравнению с угловой шириной тени. Выбирая телесный угол регистрации равным 10^{-3} ср, получим полное число отсчетов позитронов в детекторе

при сечении $\sigma = 10^{-27}$ см², интегральном потоке ионов с использованием 1 см² мишени $I = 10^{16}$ и толщине работающего слоя мишени $x = 5$ мг/см² ($\approx 10^{19}$ 1/см²) урана, при отсутствии эффекта теней, т.е. в случайном направлении:

$$N = \sigma I x \epsilon \approx 10^4,$$

где ϵ - геометрическая эффективность.

При наличии достаточно глубокой тени ($\chi \approx 0,2$) число отсчетов при измерении в направлении кристаллографической оси будет примерно в 3-3,5 раза меньше, т.е. $\approx 3 \cdot 10^3$. Приведенное выше число отсчетов относится ко всему энергетическому спектру позитронов. Если детектирующая система обладает спектрометрическими свойствами, то представляется возможным проверить механизм процесса в зависимости от энергии позитронов.

Электронно-оптическая система /рис. 2/ служит для отбора позитронов с целью уменьшения фона и фокусировки позитронов всех энергий на детектор. Эта система может быть сконструирована таким образом, чтобы отклонять и фокусировать в другом направлении также электроны. Таким образом, имеется возможность измерять одновременно эффект теней для позитронов и электронов, что может служить дополнительной проверкой механизма процесса, если существенным является прямое образование пар в кулоновском поле сталкивающихся ядер /10/. Возможно, при измерении эффекта теней для электронов потребуется еще один детектор позитронов, включенный на совпадениях, с целью отбора электронов, образованных при рождении пар.

б/ Дифференциальные измерения

Схема таких измерений представлена на рис. 3. В отличие от интегральных измерений здесь предусматривается получение формы теневого минимума для регистрируемых позитронов. Магнитная система 4 служит не для фокусировки позитронов, а как анализатор энергии частиц. Если детектор 5 является одновременно

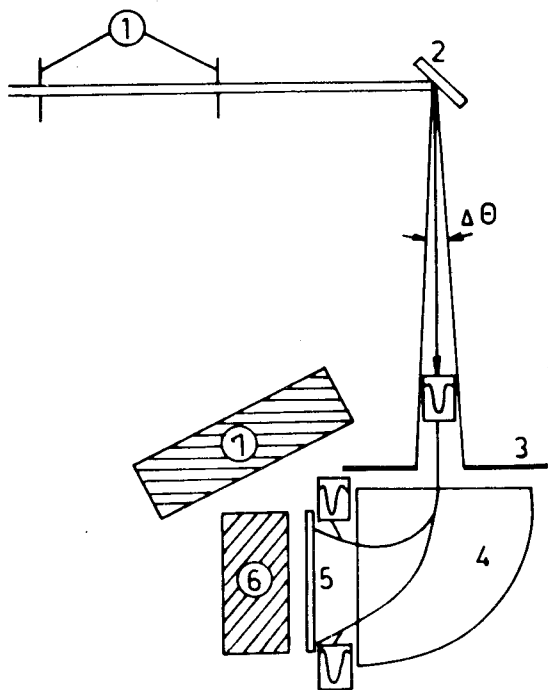


Рис. 3. Принципиальная схема эксперимента с позиционно-чувствительным детектором - дифференциальный метод наблюдения. Показана схематически форма тени для позитронов на входе в магнитный анализатор и на выходе из него для двух энергий частиц. 1 - коллиматор, 2 - мишень, 3 - диафрагма, 4 - магнит, 5 - позиционно-чувствительный детектор, 6 - детектор аннигиляционных γ -квантов, 7 - защита.

спектрометрическим и позиционно-чувствительным /как, например, полупроводниковый позиционно-чувствительный кремниевый детектор/, то появляется возможность измерить форму теневого минимума сразу для позитронов всех энергий. Представляется целесообразным в данных измерениях иметь размер излучающего пятна мишени ≈ 1 мм при расстоянии от мишени до диафрагмы 3 около 150 мм для обеспечения неплохого углового разрешения эксперимента. Угловой интервал $\Delta\theta$ в медиан-

ной плоскости магнита должен быть больше полной ширины тени, например $\approx 5^\circ$. Для получения диаметрального сечения теневого минимума угловой интервал в перпендикулярном направлении должен быть значительно меньше $\approx 0,3^\circ \div 0,5^\circ$. Если же этот угловой интервал увеличить, то произойдет усреднение теневого минимума по азимутальному углу, т.е. закругление измерения. Однако если при этом использовать двухкоординатный позиционно-чувствительный спектрометрический детектор, то можно получить объемную картину тени для каждой энергии позитронов, т.е. сделать измерения более полными.

Следует, однако, заметить, что оцененное выше для интегральных измерений число отсчетов на определенный угловой интервал будет в дифференциальных измерениях тем же самым. Уменьшение размера пучка не приведет к снижению интегрального потока ионов, поскольку, осуществляя трансляционные перемещения мишени, можно использовать полную площадь монокристалла.

Таким образом, дифференциальные измерения по схеме рис. 3 не приводят к потере статистики. Производя соответствующие суммирования, получаем точно тот же результат, что и в интегральных измерениях. Но при наборе достаточного числа отсчетов можно произвести измерение формы тени и получить количественную информацию о вкладе различных процессов в наблюдаемое сечение образования позитронов в зависимости от их энергии. В экспериментах по количественному определению среднего смещения источника частиц из узла решетки измерения обычно выполняются¹⁴ для двух или трех идентичных осей одновременно. Поэтому при количественной постановке эксперимента, по-видимому, целесообразно иметь две одинаковые системы регистрации позитронов, расположенные под различными углами к пучку ионов в направлениях двух идентичных кристаллографических осей мишени.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен метод, основанный на эффекте теней, для экспериментального установления характера механизма процесса образования позитронов в столкновениях очень тяжелых ионов. Выполнены оценки возможности постановки эксперимента и ожидаемых результатов в реальных условиях. Метод дает прямую информацию о механизме процесса и не зависит от точности модельных расчетов вклада ядерных процессов, что особенно существенно для столкновений $U + U$ при энергиях около 6 МэВ/нукл. или выше.

Представляется целесообразным наряду с предложенным здесь новым экспериментом продолжать исследования зависимости сечения образования позитронов от эффективного ядерного заряда двойной атомной системы. Наиболее интересным является облучение ионами урана более тяжелых мишеней, таких как Cf, или даже ускорение ионов Cf для исследования системы Cf + Cf, как это предлагает Г.Н.Флеров. Выполнение данного комплекса экспериментальных исследований может дать ясную информацию о квантово-электродинамических эффектах в условиях сверхсильных полей.

Авторы выражают благодарность академику Г.Н.Флерову за постоянный интерес к данному направлению исследований и плодотворные обсуждения изложенных вопросов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rafelski J., Klein A. In: Proc. of Int. Conf. React. between Complex Nuclei, Nashville 1974, vol. 2. Amsterdam - London - New York, 1974, p.397.
2. Reinhard J., Greiner W. Rep. Progr. Phys., 1977, v.40, p.219.
3. Зельдович Я.Б., Понов В.С. УФН, 1971, 105, с.403.
4. Каун К.-Г., Манфрасс П., Франк В. ЭЧАЯ, 1977, 8, с.1264.
5. Backe H. e.a. GSI-J-1-77, Jahresbericht, 1976, Mai 1977, p.101.

6. Backe H. e.a. Positron Production in Superheavy Ion-Atom Collision Systems. In: Proc. of the 10th Int. Conf. on the Physics of Electronic and Atomic Collisions, Paris, July 21-27, 1977.
7. Backe H. e.a. Positron Production in Heavy Ion Collisions. In: Proc. of Int. Conf. on Nucl. Structure, Tokyo, Sept., 1977.
8. Müller B. e.a. Quantum Electrodynamics of Strong Fields and its Test in Heavy Ion Molecular Collisions. In: Proc. of Int. Conf. on Nucl. Structure, Tokyo, Sept., 1977.
9. Smith K. e.a. Phys. Rev.Lett., 1974, 32, p.544.
10. Soff G. e.a. Phys. Rev.Lett., 1977, 38, p.592.
11. Oberacker V., Soff G., Greiner W. Phys. Rev.Lett., 1976, 36, p.1024; Nucl.Phys., 1976, A259, p.324.
12. Rafelski J., Müller B. Phys. Lett., 1976, 65B, p.205.
13. Lindhard J. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 1965, 34, no. 14.
14. Карамян С.А., Меликов Ю.В., Тулинов А.Ф. ЭЧАЯ, 1973, 4, с.456.
15. Gibson W.M. Ann.Rev.Nucl.Sci., 1975, 25, p.465.
16. Похил Г.П., Тулинов А.Ф. Труды IV Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. Изд-во МГУ, М., 1973, с.159.
17. Бугров В.Н. и др. ЯФ, 1977, 25, с.713.
Бугров В.Н. и др. ОИЯИ, P7-11032, Дубна, 1977.
18. Clark G. e.a. Nucl.Phys., 1971, A173, p.73; Gibson W.M. e.a. Phys. Rev.Lett., 1972, 29, p.74.
Бормон О.В. и др. Труды IV Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. Изд-во МГУ, М., 1973, с.329.
19. Uggerhøj E. Phys.Lett., 1966, 22, p.382.
Uggerhøj E., Andersen J.U. Can.J.Phys., 1968, 46, p.543.
20. Andersen J.U., Augustyniak W.M., Uggerhøj E. Phys. Rev., 1971, B3, p.705; Uggerhøj E., Frandsen F. Phys. Rev., 1970, B2, p.582; Andersen S.K. e.a. Phys. Rev., 1973, B8, p.4913.
Диденко А.Н., Воробьев С.А., Цехановский И.А. Письма в ЖЭТФ, 1970, 12, с.310.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 марта 1978 года.