

11-60

13

+



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

---

Г. Индреаш, А.Ф. Лиев, Ю.В. Лобанов, Б.Н. Марков, Ю.Ц. Оганесян

P-873

ИССЛЕДОВАНИЕ  $\gamma$ -ЛУЧЕЙ  
РЕЗОНАНСНОЙ СИСТЕМЫ  
ЦИКЛОТРОНА

*ЖеТиф, 1963, т33, в.4, с462-469.*

Г. Индреш, А.Ф. Лиев, Ю.В. Лобанов, Б.Н. Марков, Ю.Ц. Оганесян

P-873

ИССЛЕДОВАНИЕ  $\gamma$ -ЛУЧЕЙ  
РЕЗОНАНСНОЙ СИСТЕМЫ  
ЦИКЛОТРОНА

Направлено в ЖТФ

1340/5 чг.

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

## 1. В в е д е н и е

В последнее время в области ускорительной техники появилось много работ, посвященных изучению изоляционных свойств вакуумных промежутков. Для получения высоких напряжений при фиксированной геометрии электродов изоляционные свойства вакуумных зазоров являются определяющими.

Первые исследования пробоя вакуумных промежутков<sup>/1/</sup> показали, что для плоско-параллельных электродов нет прямой пропорциональной зависимости между напряжением пробоя и величиной зазора. Крэйберг<sup>/2/</sup> обратил внимание на уменьшение градиента пробивного напряжения при увеличении зазора между электродами. Показано, что простая зависимость

$$U_{пр} = kd^a \quad (1)$$

хорошо согласуется с опытными данными. Здесь  $U_{пр}$  - пробивное напряжение (кв);  $d$  - расстояние между электродами (см);  $K$  - постоянная, зависящая от материала электродов и состояния поверхности (кв. см<sup>-a</sup>);  $a = 0,5$  (Сливков<sup>/3/</sup> дает значение  $a = 0,625$ ).

Дальнейшие исследования показали, что эта зависимость применима только в случае "длинных" промежутков ( $d > 1$  мм). Для "длинных" промежутков пробую предшествует так называемое предпробойное состояние, когда при напряжении меньше  $U_{пр}$  между электродами возникают микрозаряды, частота которых растет с ростом напряжения. При напряжениях, близких к пробую, скорость появления микрозарядов не зависит от времени.

В работах<sup>/1,4,8/</sup> исследовалась зависимость порога наступления микрозарядов от материала электродов. Большой интерес представляют опыты по изучению пробоев в вакууме при напряжении  $\approx 1$  Мв и частоте 14 Мгц для различных металлов и при различном зазоре между электродами<sup>/6/</sup>. Богатый экспериментальный материал указывает, что в подобных случаях зависимость напряжения пробоя от расстояния также можно представить в виде (1). Более того, оказалось, что величина  $K$  того же порядка, что и в случае пробоя при постоянном напряжении ( $K \approx 120$  кв.см<sup>-0,5</sup>) и зависит от материала электродов.

При помещении электродов во внешнее магнитное поле наблюдаются качественные изменения пробойных явлений. Когда силовые линии магнитного поля перпендикулярны к плоскости промежутка, наблюдаются значительные повреждения поверхностей электродов<sup>/8/</sup>.

Несмотря на многочисленные исследования<sup>/5,7/</sup>, на сегодняшний день не существует общей теории, качественно объясняющей механизм пробоя и предпробойного состояния вакуумных промежутков. Существующие гипотезы, частично объясняющие экспериментальные данные, имеют много недостатков. Даже в рамках одной гипотезы часто получаются результаты, сильно отличающиеся друг от друга. Это объясняется тем, что нельзя, по сути дела, воспроизвести условия опыта, так как конечный результат зависит от многих трудно контролируемых факторов (состояние поверхности электродов, примеси инородных веществ и т.д.). Поэтому при решении вопроса, связанного с получением высоких напряжений, необходимо проводить исследование в данных конкретных условиях.

Ряд экспериментов был проведен в связи с необходимостью получения высоких напряжений на дуантах 300 см циклотрона тяжелых ионов Лаборатории ядерных реакций. На основании расчетных данных и предварительных опытов, при оптимальной конфигурации магнитного поля, было показано, что для получения интенсивных пучков на радиусах, близких к конечному, необходимо, чтобы разность потенциалов на дуантах при частоте  $f_0 = 5$  МГц составила  $2 V_0 = 300-350$  кв. (Расстояние между дуантами и крышкой камеры составляет 10 см).

Получение столь высоких напряжений встретило ряд серьезных затруднений, основными из которых были:

- а) сильная загрузка резонансного контура при напряжениях на дуантах  $2 V_0 \geq 100-150$  кв, приводящая к ухудшению добротности резонансного контура;
- б) значительное уменьшение потенциала дуантов ( $\sim 1,5$  раза) при включении внешнего магнитного поля.

Для выяснения причин, вызывающих эти явления, были поставлены опыты, которые описаны ниже.

## 2. Постановка эксперимента

Одной из методик, позволяющих исследовать предпробойное состояние системы, является регистрация световых вспышек (микрочарядов); число которых в предпробойной области резко возрастает с увеличением напряжения. Однако, как было показано<sup>/8/</sup>, этот метод эффективен лишь в очень узком диапазоне напряжения, близком к критическому.

Естественно было предположить, что увеличение загрузки резонансного контура ускорителя связано с резким увеличением электронной компоненты тока в промежутке дуант - крышка камеры. Прямое наблюдение электронного тока, загружающего резонансный контур циклотрона, невозможно и поэтому мы воспользовались косвенным методом. Известно, что ускоренные электроны при бомбардировке поверхностей промежутка дают сплошной спектр мягкого тормозного излучения, который может быть зарегистрирован сцинтилляционными счетчиками, расположенными вне промежутка. В предположении, что величина электронного тока определяет состояние между потенциальными электродами, регистрация скорости счета мягких  $\gamma$ -квантов может дать сведения о критической величине потенциала на дуантах.

$\gamma$  - излучение регистрировалось фотоумножителем ФЭУ-33 со стандартным кристаллом  $NaJ(Tl)$  размером 30x14 мм. Излучение проходило через тонкое плексигласовое окно и попадало на регистратор, удаленный на расстояние 5 м от камеры циклотрона (рис.1). Сигнал с нагрузки фотоумножителя подавался на вход пересчетного устройства или многоканального амплитудного анализатора.

Спектрометр был смонтирован на специальном поворотном столике (точность установки  $0,5^\circ$ ). Столик имел возможность перемещаться и в вертикальном направлении.

Перед фотоумножителем мог быть помещен узкий свинцовый коллиматор, который охватывал телесный угол, равный 0,05 рад.

Калибровка спектрометра производилась с помощью радиоактивных изотопов  $Hg_{203}$  ( $E_\gamma = 279$  Кэв и 75 Кэв) и  $Cs_{137}$  ( $E_\gamma = 662$  Кэв). Ширина канала была равной 7,5 Кэв, энергетическое разрешение фотопика  $Hg_{203}$  ( $E_\gamma = 279$  Кэв) составляло ~ 20% (рис. 2).

Была предусмотрена регистрация микроразрядов, возникающих в предпробойном состоянии. Световые вспышки регистрировались фотоумножителем ФЭУ-19 без кристалла. Оба фотоумножителя через фазоинверторы и катодные повторители могли быть подключены к схеме совпадений. Блок-схема аппаратуры представлена на рис. 3. Для того, чтобы избежать регистрации радиотехнического фона, применены дискриминаторы  $D_1$  и  $D_2$  с регулируемым порогом.

При проведении всех этих опытов циклотрон работал в импульсном режиме (частота посылок варьировалась от 10 до 150 гц, длительность каждой посылки изменялась в пределах 0,2-3,0 м/сек). Объем ускорителя откачивался масляными насосами с ловушками, охлаждаемыми жидким азотом. Вакуум в камере циклотрона поддерживался в пределах  $1,5 \cdot 10^{-5} - 5 \cdot 10^{-6}$  мм Hg.

### 3. Экспериментальные результаты

При постановке опытов предполагалось определить природу загрузки резонансного контура и зависимость ее от основных параметров циклотрона с тем, чтобы определить оптимальные условия для получения максимального ускоряющего напряжения.

При разности потенциалов на дуантах  $2V_0 \leq 80$  кв  $\gamma$ -излучение ускорителя было сравнимо с фоном ( $\sim 30$  имп/мин). Исследовалась зависимость выхода  $\gamma$ -лучей от напряжения на дуантах при отсутствии магнитного поля. Результаты измерения представлены на рис. 4. Падение интенсивности при малых значениях потенциалов обусловлено, по-видимому, поглощением  $\gamma$ -квантов плексигласовым окном.

Спектральные характеристики  $\gamma$ -излучения представлены на рис. 5. Кривые 1 и 2 соответствуют амплитудному значению потенциала дуантов  $V_0=122$  кв и  $V_0=112$  кв, соответственно.  $\gamma$ -спектры имеют резко спадающую форму вплоть до  $E_\gamma = eV_0$  и мало интенсивную часть в интервале  $eV_0 < E_\gamma < 2eV_0$ .

В этих опытах регистрировались  $\gamma$ -лучи, возникающие во всем объеме ускоряющей камеры. Ввиду высокой интенсивности излучения были проведены опыты со специальным коллиматором, расположенным перед кристаллом  $NaJ(Tl)$ , который позволял регистрировать излучение в отдельных участках камеры циклотрона. На рис. 6 приведена зависимость интенсивности излучения от угла поворота

фотоумножителя (при  $\phi = 0$  ось симметрии междуантного промежутка проходила через центр кристалла). Область максимальной интенсивности соответствует краям дуантов и междуантной области.

Зависимость скорости счета  $\gamma$ -квантов от скважности модуляционных импульсов представлена на рис. 8.

Вторая серия измерений предусматривала определение подобных зависимостей при наличии магнитного поля. При наличии в зазоре магнитной индукции  $\sim 16$  Кгаусс наблюдалось резкое увеличение скорости счета  $\gamma$ -лучей по сравнению со случаем отсутствия поля. Зависимость интенсивности излучения от напряжения на дуантах представлена кривой 2 на рис. 4.

Для определения зависимости выхода  $\gamma$ -квантов от величины магнитной индукции были предприняты измерения при различных значениях поля в зазоре магнита. Возрастание интенсивности излучения наблюдается лишь до  $H_0 \leq 1$  Кэ, интенсивность остается постоянной при дальнейшем увеличении индукции (рис. 7).

Спектр излучения в мягкой части совпадает с распределением, приведенным на рис. 5; разница наблюдается лишь в области больших энергий.

Зависимость скорости счета  $\gamma$ -лучей от угла поворота фотоумножителя в случае, когда перед ФЭУ находится узкий коллиматор, при наличии магнитного поля, представлена на рис. 6 (кривая 2).

Нам не удалось измерить в широком диапазоне интенсивность излучения от скважности модуляционных импульсов, так как высокие загрузки при наличии магнитного поля для  $t/T > 0,2$  существенно понижали напряжение на дуантах (рис. 8, кривая 2).

В отдельном опыте было показано, что интенсивность  $\gamma$ -излучения не зависит от вакуума в камере циклотрона в пределах изменений давления от  $5 \cdot 10^{-6}$  до  $3,5 \cdot 10^{-5}$  мм Hg.

#### Обсуждение результатов

Нам представляется, что наблюдаемое на опыте излучение в случае, когда на дуанте циклотрона подано высокочастотное напряжение, является тормозным  $\gamma$ -излучением электронов.

Электроны, находящиеся в промежутке дуант-крышка камеры, ускоряются под действием потенциала дуантов до энергии  $E \leq eV_0$  (где  $e$  - заряд электрона,  $V_0$  - разность потенциалов дуант-земля). При бомбардировке медных поверхностей внутри камеры циклотрона возникает тормозное  $\gamma$ -излучение; при этом максимальная энергия  $\gamma$ -лучей будет соответствовать электронам с энергией  $E = eV_0$ .

С целью проверки этого предположения нами измерился спектр излучения при различных напряжениях на ускоряющих электродах. Был проведен расчет  $\gamma$  спектра в случае равновероятного распределения электронов при энергиях от  $E_1=0$  до  $E_2=eV_0$ . Прямые, проведенные через экспериментальные точки на рис.5, представляют результаты расчета тормозного излучения по формуле Гайтлера<sup>18/</sup>.

Малоинтенсивная часть  $\gamma$ -спектра с энергией  $E_\gamma > eV_0$  по всей вероятности обязана своим происхождением излучению электронов, ускоренных в промежутке между дуантами, где максимальная энергия электронов соответствует энергии  $E = 2eV_0$ .

Все эти рассуждения относятся к случаю, когда отсутствует внешнее магнитное поле.

При наличии индукции в межполюсном зазоре линейная часть распределения оставалась без изменений и максимальная жесткость  $\gamma$ -квантов соответствовала энергии  $E = eV_0$ . Это обусловлено тем, что при наличии магнитного поля, перпендикулярного плоскости дуантов, траектория движения электронов практически совпадает с направлением силовых линий и ускорение в междуантном промежутке невозможно.

Отметим, что измерение спектра тормозного  $\gamma$ -излучения имеет также чисто прикладной интерес. Из сказанного ранее следует, что по крутизне спада интенсивности излучения с ростом энергии  $\gamma$ -квантов можно легко определить максимальную энергию электронов  $E = eV_0$ , а, следовательно, и истинное напряжение  $V_0$  на дуанте. Этот метод измерения имеет больше преимущества, так как точность измерения в этом случае не зависит от режима работы ускорителя (скважности и частоты посылок модуляционных импульсов).



Кроме того, если обычные методы измерения потенциала дуантов связаны с калибровкой при напряжениях порядка (0,1-0,2) номинального напряжения, этот метод не требует специальной экстраполяции и дает истинное значение потенциала с точностью 3%.

Из опытов по распределению интенсивности излучения в зависимости от угла поворота детектора в горизонтальной плоскости при  $H=0$  следует, что максимальная скорость счета  $\gamma$ -лучей соответствует кромкам дуантов, где градиенты электрических полей максимальны. Увеличение интенсивности излучения при включении внешнего магнитного поля приблизительно в 10-20 раз (рис.4) связано с тем, что в этом случае электронная эмиссия имеет место по всей поверхности дуантов, в то время как в междуантном промежутке  $\gamma$ -излучение практически отсутствует (рис.6). На основании этих опытов можно предположить, что интенсивность излучения и, следовательно, электронная загрузка контура зависит от величины поверхности потенциальных электродов.

В некоторых работах отмечалось, что электрическая прочность промежутка существенно зависит от состояния поверхности электродов<sup>/6/</sup>. В наших опытах также наблюдалась сильная зависимость интенсивности  $\gamma$ -лучей от чистоты поверхностей промежутка дуант-крышка камеры. Когда поверхности элементов высокочастотного резонатора были покрыты тонким слоем диффузионного масла, интенсивность излучения возросла приблизительно в 100-200 раз по сравнению с чистыми поверхностями.

Из наших опытов следует, что интенсивность излучения не зависит от вакуума в камере ускорителя при изменении давления в широких пределах ( $5 \cdot 10^{-6}$  -  $3,5 \cdot 10^{-5}$  мм Hg).

В опытах по измерению интенсивности  $\gamma$ -квантов в зависимости от скважности модуляционных импульсов получены возрастающие зависимости, которые стремятся к "насыщению" при непрерывном режиме. Эти опыты показывают, что интенсивность излучения пропорциональна длительности модуляционного импульса, что свидетельствует об отсутствии многократного прохождения электронов в промежутке дуант-крышка камеры (*multipactoring effect*).

Отметим, что наблюдаемое  $\gamma$ -излучение не является инициатором пробоя промежутка, так как в опытах не было получено совпадение между импульсами,

соответствующими максимальной плотности излучения, и световыми вспышками, которые регистрировались вторым фотоумножителем. Однако было показано, что интенсивность излучения растет с увеличением напряжения между дуантами и благодаря этому по скорости счета  $\gamma$ -квантов можно судить о том, как близко система находится от состояния пробоя.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить профессора Флерова Г.Н. за интерес к работе.

#### Л и т е р а т у р а

1. H.W.Anderson. Electrical Eng. 54, 1315 (1935).
2. L.Cranberg. Journal of Appl. Phys. 23, 518 (1952).
3. И.Н.Сливков. ЖЭТФ, 27, 9, 2081 (1958).
4. Н.Б.Розанова. ЖЭТФ, 28, 3, 489 (1956).
5. Н.И.Ионов. ЖЭТФ, 30, 5, 561 (1960).
6. W.W.Chupp, H.G.Heard. Spark Dammage and High Voltage Breakdown of Metals in Vacuum 14 Megacycles. UCRL - 1962 (1954).
7. R.Hawley. Vacuum 10, 4, 310 (1960).
8. В.Гайтлер. Квантовая теория излучения, Москва, ИИЛ (1956).

Рукопись поступила в издательский отдел  
28 декабря 1961 года.

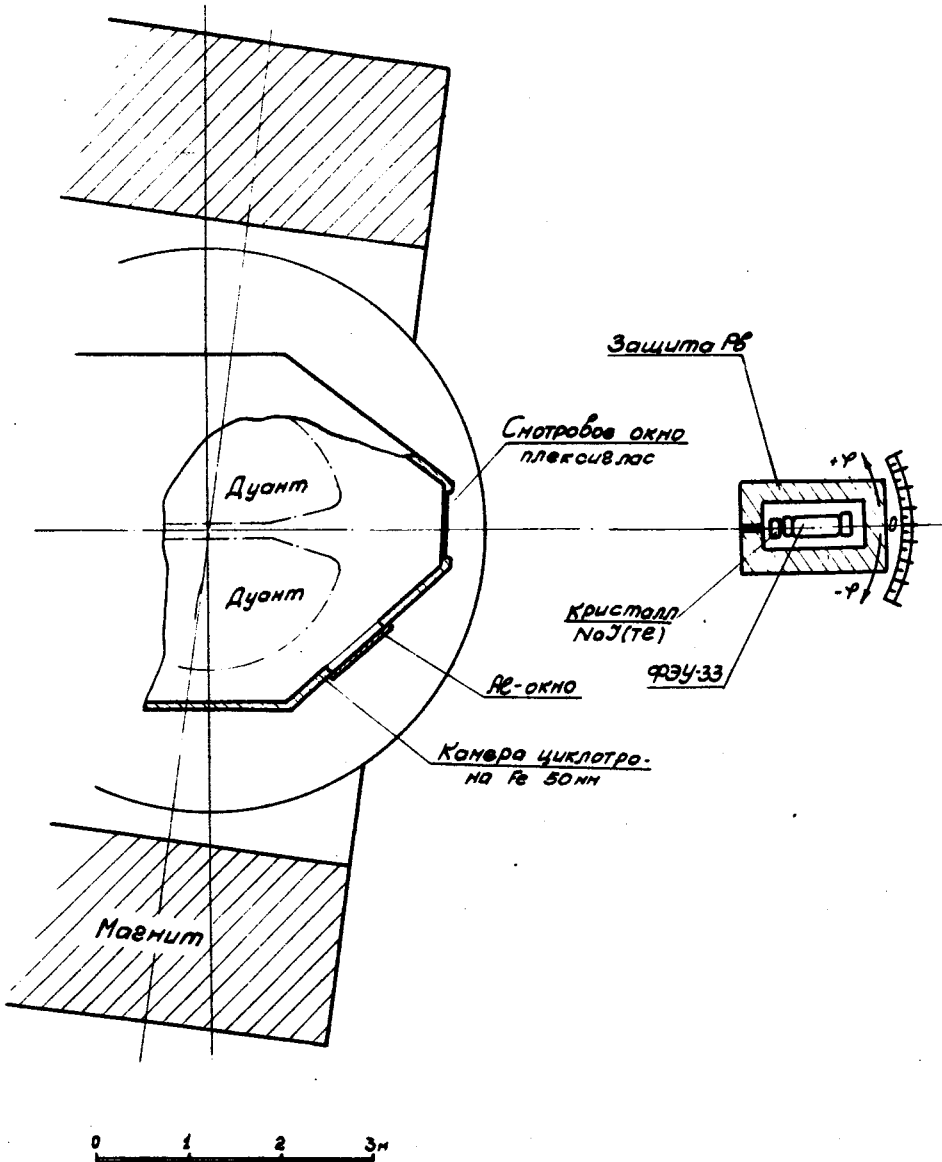


Рис. 1. Схема эксперимента

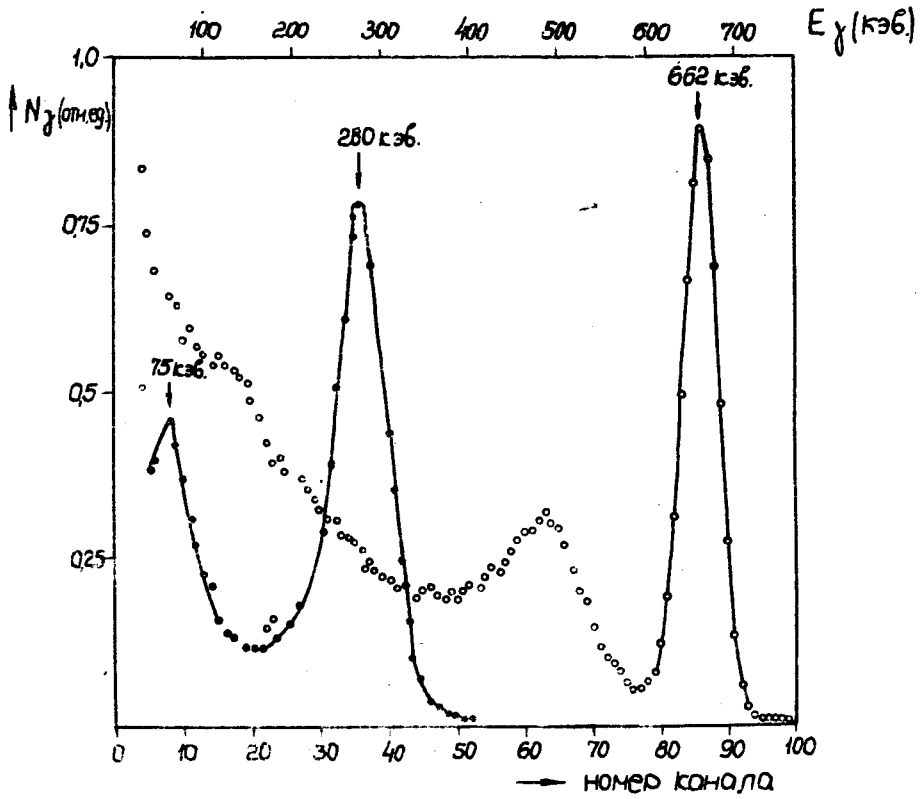


Рис. 2. Калибровочные спектры Cs и He.

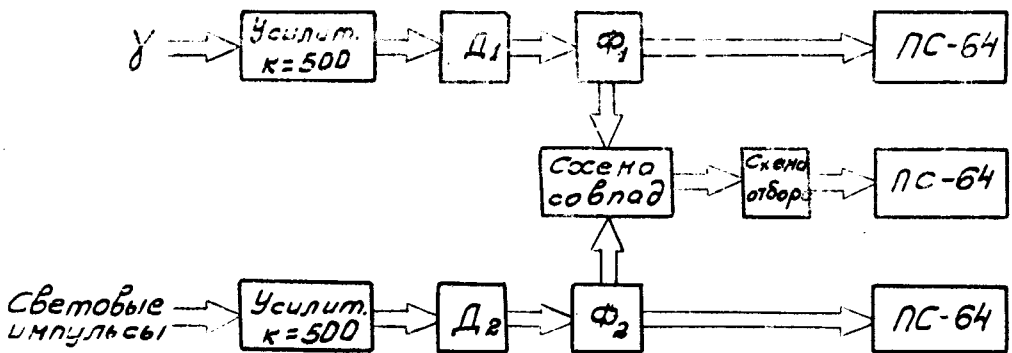


Рис. 3. Блок-схема сцинтилляционного спектрометра для изучения корреляции между  $\gamma$ -квантами и световыми вспышками.

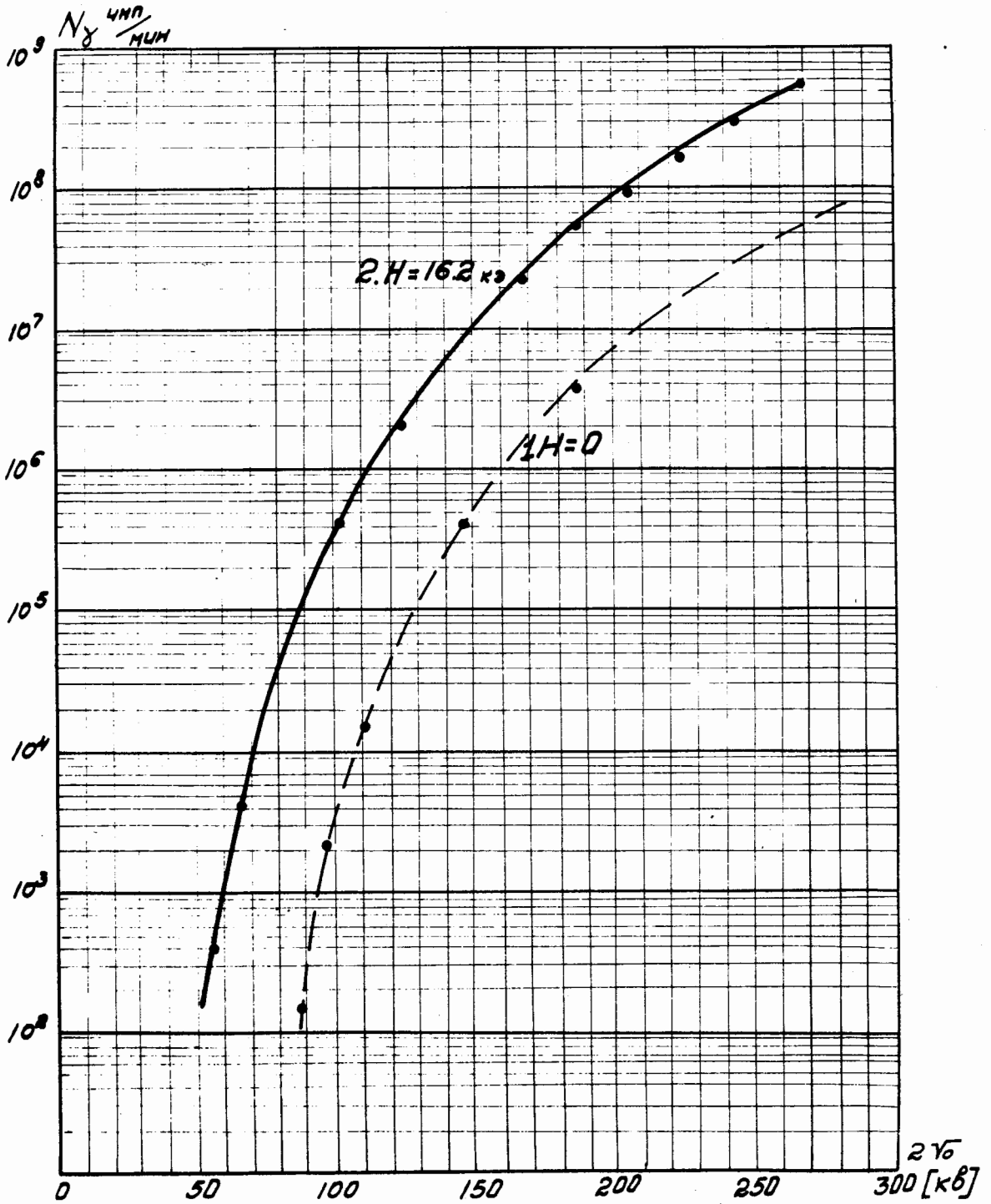


Рис. 4. Зависимости  $N_\gamma = f(2V_0)$

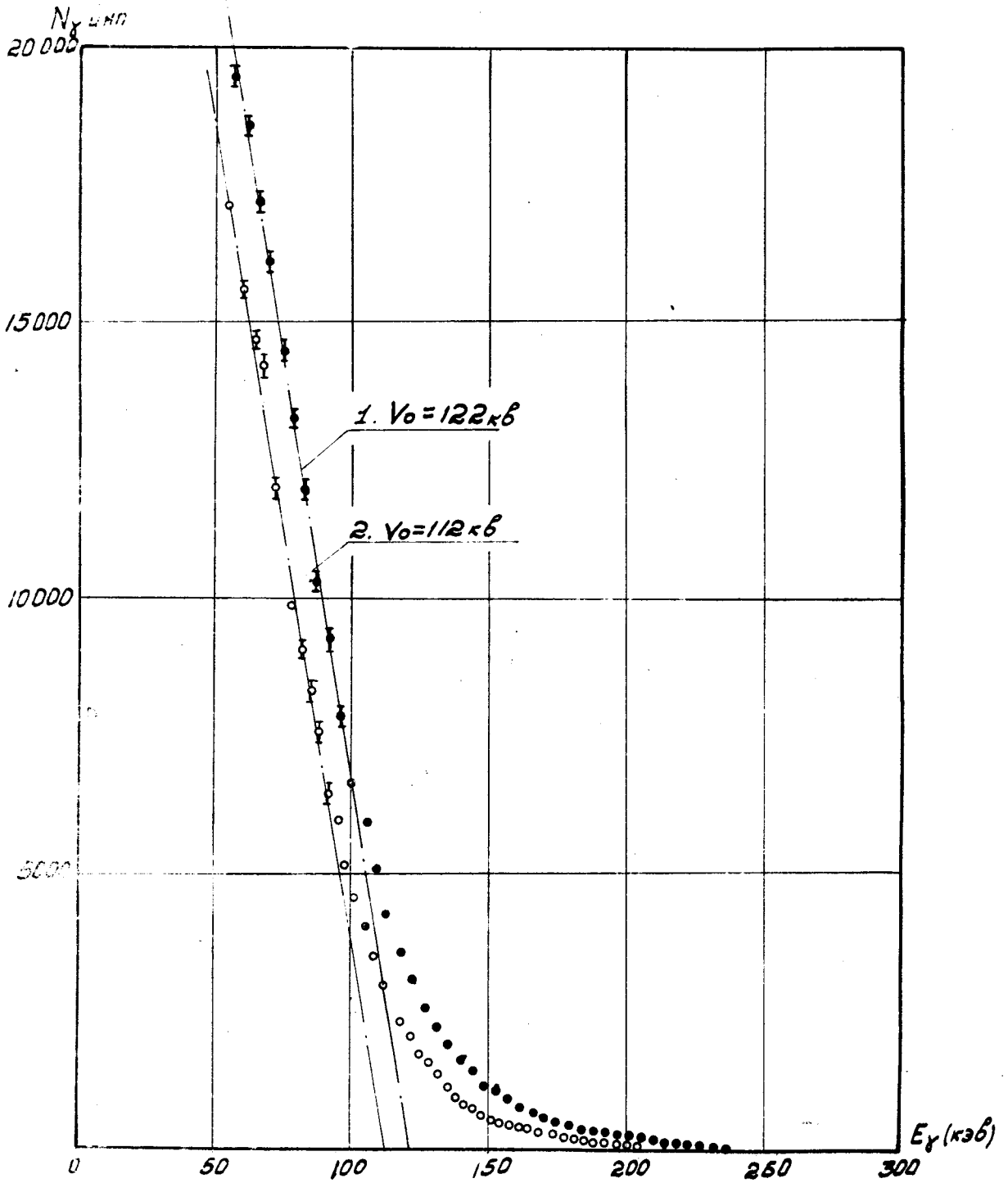


Рис. 5. Энергетический спектр  $\gamma$ -излучения ( $H_0 = 0$ )

1.  $V_0 = 122 \text{ кв.}$       2.  $V_0 = 112 \text{ кв.}$

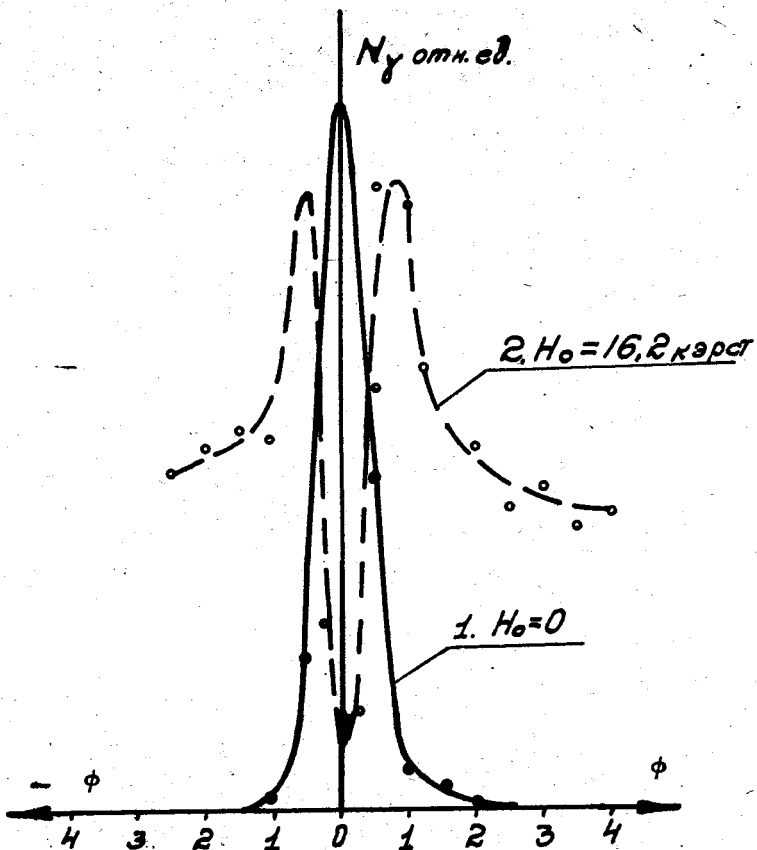


Рис. 6. Зависимости  $N_y = f(\phi)$ . ( $\phi = 0$  соответствуют оси симметрии камеры ускорителя).

1.  $H_0 = 0$ .    2.  $H_0 = 16,2$  Кэ.

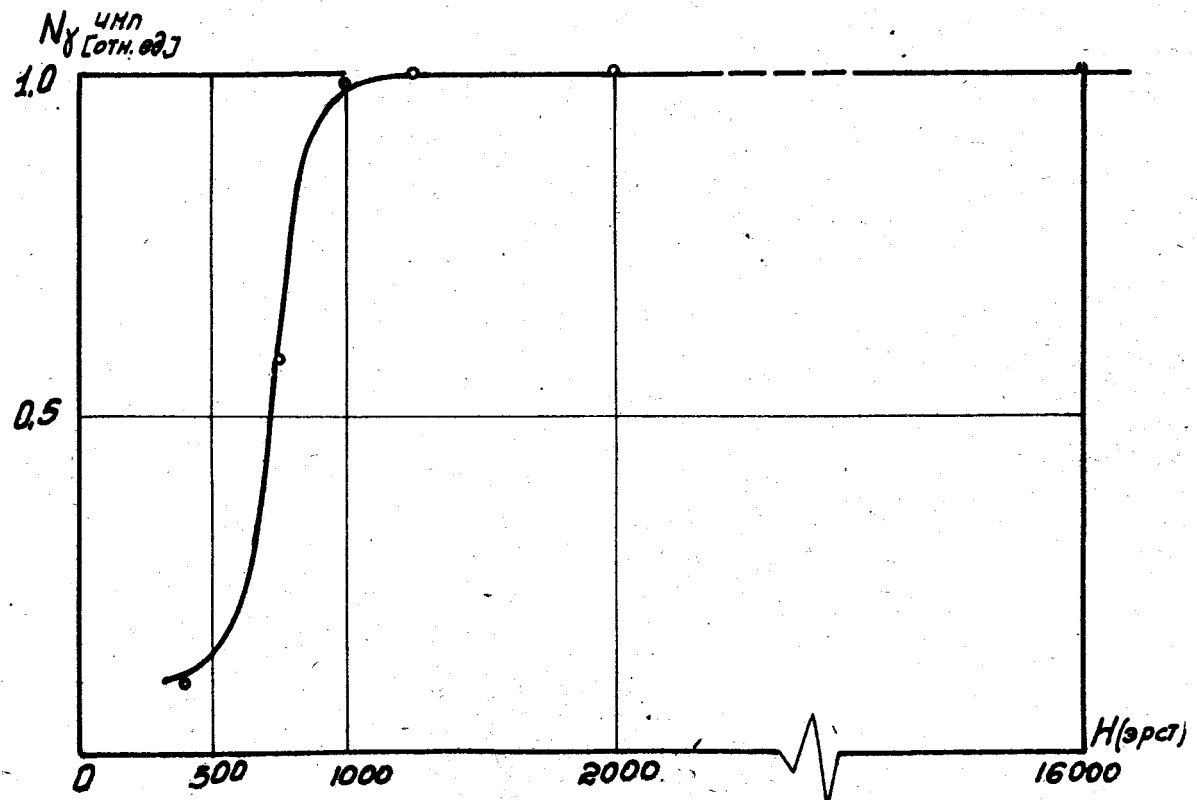


Рис. 7. Зависимость  $N_y = f(H_0)$ .

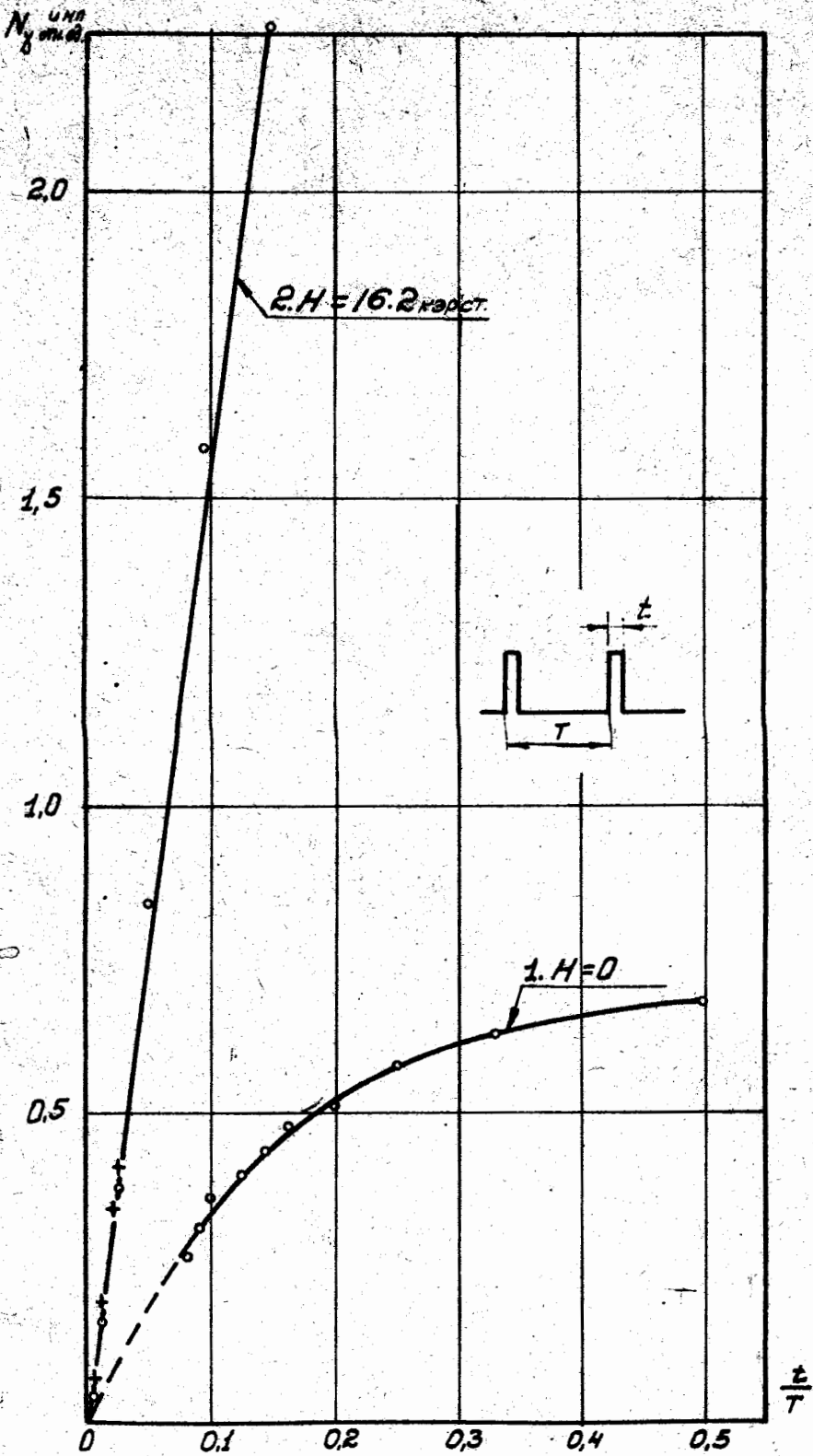


Рис. 8. Зависимость интенсивности излучения от скажности ускоряющего напряжения.