

Голохвастов, А.И. и др.  
Б1-1-84-496.

+



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

С341Г  
Г-61

3858/84

Б 1-1-84-486

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 19 84

Объединённый институт ядерных исследований

Б1-1-74-486

А.И.Голохвастов, Ю.Лукстиньш, С.А.Хорозов

Поиск метастабильных состояний ядер по запаздывающему  
испусканию протонов.

Дубна, 1984.

26 06 84

Институт  
Ядерных Исследований  
Библиотека

## А Н Н О Т А Ц И Я

Рассматривается постановка эксперимента по поиску метастабильных состояний ядер с временами жизни в интервале  $10^{-7}$  с  $\div$   $10^5$  с и энергиями возбуждения несколько МэВ на нуклон в мишенях, облучённых пучками релятивистских ядер. Распад метастабильных состояний регистрируется по множественному испусканию протонов в интервале энергий 5  $\div$  25 МэВ. Рассмотрены методические вопросы, связанные с регистрацией мягких протонов, источники фона и способ использования временной структуры пучка синхрофазотрона для проведения измерений.



## ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о возможном существовании изомеров плотности и, в частности, сверхплотных ядер был поднят в 1946 году в работе Финберга и Примакова /1/. Позднее анализ феноменологических потенциалов нуклон-нуклонного взаимодействия, проведенный Бодмером /2/, показал возможность существования стабильных или метастабильных состояний ядерной материи при плотности ядерного вещества, отличного от  $\rho_0 \sim 0,17 \text{ н/фм}^3$  (плотность вещества в "обычных" ядрах). Ниже мы коротко упомянем некоторые конкретные модели, которые могли бы привести к существованию метастабильных состояний с энергией возбуждения  $\gtrsim 1 \text{ МэВ/нуклон}$ .

В работе А.Б.Мигдала /3/ было показано, что при учете пионной конденсации на кривой зависимости энергии связи на нуклон от плотности нуклонов (см. рис.1, взятый из работы /4/) может появиться второй минимум при плотности ядерного вещества  $\rho \sim 5\rho_0$ . Нижняя кривая на рис.1 соответствует стабильным сверхплотным ядрам, а верхняя - метастабильным. Ответ на вопрос, реализуется ли в действительности какая-нибудь из этих возможностей, зависит от значения некоторых параметров нуклон-нуклонного взаимодействия, точность знания которых в настоящее время недостаточна. Анализ экспериментальных данных, проведенный в работе /5/, приводит к заключению, что в обычных ядрах  $\pi$ -конденсат скорее всего отсутствует, но полученный при анализе набор констант указывает на близость ядер к точке  $\pi$ -конденсатной неустойчивости.

Другой возможный механизм образования изомеров плотности (учёт роли  $\sigma$  - мезона) рассмотрен в работе Ли и Вика /6/.

Однако оценка, сделанная А.Б.Мигдалом /4/ в довольно общих предположениях, показывает, что в этом варианте второй минимум должен находиться в области  $\rho > (50 + 100) \rho_0$ . Получение же такой плотности ядерного вещества в настоящее время весьма проблематично.

В работах Вонга /7/ рассматривается возможность существования метастабильных состояний ядер, имеющих форму тора и полого шара. Расчеты, приведенные Вонгом с учетом оболочечных эффектов, показывают, что такие конфигурации должны быть устойчивыми по отношению к радиальным деформациям и могут быть устойчивыми по отношению к азимутальным (у тора) деформациям.

Интересен вопрос о возможности существования метастабильных ядерных систем при  $\rho < \rho_0$ . Эта проблема может оказаться связанной с известной проблемой "эномалонов" /8/, которую в настоящее время нельзя считать окончательно решенной. В работе В.А.Ходеля /9/ сделана попытка учесть нелокальную часть амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния, роль которой возрастает с уменьшением плотности ядерной материи. Автор приходит к выводу о возможности существования рыхлых ядерных систем с плотностью  $\rho \sim 1/30 \rho_0$  и энергией возбуждения  $5 + 6$  МэВ/нуклон. Сходные характеристики метастабильных ядер с малой плотностью предсказываются в работе /10/ на основе модельных расчетов.

Возможные варианты образования метастабильных состояний ядерной материи рассматривались также в работах Б.М.Понтекорво /11/ (образование квазиядер при захвате новых частиц) и Нагамии /12/ (метастабильные состояния при множественном образовании дельта-изобар в ядрах).

К настоящему времени выполнено лишь сравнительно небольшое число экспериментов, в которых могли бы быть обнаружены метастабильные состояния ядер с энергией возбуждения  $\gtrsim 1$  МэВ/нуклон. В эксперименте /13/ авторы искали тяжелые сверхплотные (стабильные и метастабильные с временем жизни  $\tau \gtrsim 10^{-9}$  с)

ядра в реакциях  $Ar + Pb$  и  $Ar + Ca$  при  $E = 100 + 450$  МэВ/нуклон. Получена граница на сечения образования таких систем (с  $Z > 50$ )  $\sigma \lesssim 10^{-7} \sigma_{in}$ . Однако постановка эксперимента предполагала образование быстрых сверхплотных ядер, что существенно сужает круг возможных механизмов их образования. В работе /14/ была предпринята попытка обнаружить метастабильные состояния ядер по коррелированному испусканию нейтронов и гамма-квантов. Использовались мишени, облучённые в пучке протонов с  $E = 70$  ГэВ. Для времён жизни  $\tau \gtrsim 1$  год метастабильных состояний получена граница на сечение образования  $\sigma \lesssim 10^{-10} \sigma_{in}$ .

В работе /15/ был проведен поиск метастабильных состояний ядер с временами жизни  $\gtrsim 5 \cdot 10^{-3}$  сек. Использовался протонный пучок ( $E = 70$  ГэВ) и свинцовая мишень. Получен верхний предел сечения  $\sigma \lesssim 10^{-10} \sigma_{in}$ . При этом, однако, предполагалось, что распад метастабильного состояния идёт с испусканием частиц очень высокой энергии (электроны с  $E > 45$  МэВ,  $\pi$ -мезоны с  $E > 160$  МэВ).

Наиболее адекватным и перспективным методом поиска метастабильных состояний ядер представляется регистрация их по множественному запаздывающему излучению нейтронов или протонов. Такие эксперименты были описаны в работах /16, 17/. В первом из них использовался протонный пучок ( $E = 60$  ГэВ), во втором — что весьма важно — ядерные пучки ( ${}^4\text{He}$  и  ${}^{12}\text{C}$  с энергией 3,6 ГэВ/нуклон). Границы на сечения образования метастабильных состояний соответственно  $\sigma < 3 \times 10^{-10} \sigma_{in}$  ( $\tau \sim 10^6$  сек) и  $\sigma < 10^{-5} \sigma_{in}$  ( ${}^4\text{He} + Pb$ ,  $1 < \tau < 10^4$  с)  $\sigma < 3 \times 10^{-5} \sigma_{in}$  ( ${}^{12}\text{C} + Pb$ ,  $1 < \tau < 10^4$  с).

Эксперимент /18/, проведенный в пучке ядер углерода (1,6 ГэВ/нуклон) по поиску метастабильных состояний ядер с испусканием  $\pi^0$ -мезона, дал границу сечения  $\sigma < 10^{-3} \sigma_{in}$  ( $10^{-7} \text{с} < \tau < 10^{-1} \text{с}$ ).

Как видно из приведенных выше данных, имеющаяся экспериментальная информация весьма фрагментарна. В данной статье рассматривается возможность поиска метастабильных ядерных состояний в широком интервале времени жизни ( $10^{-7} \leq \tau \leq 10^5$  сек) с использованием пучков релятивистских ядер ( $C, Ne, Mg$ ) по регистрации множественного испускания запаздывающих протонов. Пучки релятивистских ядер наиболее перспективны для исследования состояния ядерной материи при плотностях, превышающих  $\rho_0 \sim 0,17$  нуклон/Фм<sup>3</sup> (см., например, /3,4/). По оценкам разных авторов, при столкновении лёгких и средних релятивистских ядер с ядрами плотность ядерного вещества может увеличиваться до  $(3 + 5)\rho_0$ , а по оптимистическим оценкам и более.

#### Метод регистрации распада метастабильных состояний ядер

Распад метастабильного состояния ядра происходит в результате туннельного перехода в основное состояние. Вероятность перехода определяется высотой и шириной потенциального барьера, разделяющего метастабильное и основное состояния ядра. При этом возникает "обычное" сильновозбуждённое ядро (энергия возбуждения на нуклон определяется разностью энергий связи нуклона в метастабильном и основном состояниях), которое за ядерные времена снимает возбуждение, испаряя нуклоны и лёгкие ядерные кластеры. Испарительная модель подробно рассмотрена в монографии /19/ и вполне удовлетворительно согласуется с экспериментом. Оценки множественности испарительных протонов и их спектры, приведенные ниже, взяты из монографии /19/.

Средняя множественность  $\bar{n}_p$  испарительных протонов зависит от энергии возбуждения на нуклон и атомного веса ядра и составляет:

$\bar{n}_p \approx 3$  для ядра  $^{181}\text{Ta}$  с  $E^* \sim 1$  МэВ/нуклон

$\bar{n}_p \approx 6$  для ядра  $^{181}\text{Ta}$  с  $E^* \sim 2$  МэВ/нуклон

$\bar{n}_p \approx 7$  для ядра  $^{181}\text{Ta}$  с  $E^* \sim 3$  МэВ/нуклон.

Энергетический спектр испарительных протонов приблизительно описывается распределением Максвелла. Низкоэнергетическая часть спектра "срезана" при этом кулоновским барьером. Спектры довольно слабо зависят как от энергии возбуждения (в области нескольких МэВ/нуклон), так и от атомного веса ядра (в области  $A \gtrsim 100$ ). Так, средняя энергия протонов, испарённых ядром  $^{109}\text{Ag}$  с энергией возбуждения  $\sim 2$  МэВ/нуклон - около 10 МэВ, а тем же ядром с энергией возбуждения 6,5 МэВ/нуклон -  $\sim 17 + 18$  МэВ. Таким образом, регистрация трёх протонов в энергетическом диапазоне ( $E_{min}, E_{max}$ ), с  $E_{min} = 5 + 8$  МэВ и  $E_{max} = 25 + 30$  МэВ является достаточно чувствительным критерием для поиска распада метастабильных состояний ядер. Отметим сразу, что источников "физического" фона при этом нет - в настоящее время известны лишь процессы с испусканием одного, реже - двух протонов /20/. При этом их энергии, как правило, ниже порога регистрации  $E_{min}$ .

Для регистрации запаздывающего множественного испускания протонов в интервале времен жизни метастабильных состояний  $10^{-7} < \tau < 10^{-1}$  с можно использовать высокочастотную структуру выведенного пучка синхрофазотрона. Как показали проведенные измерения /21/, временная структура пучка представляет из себя отдельные "банчи" с полной шириной на половине высоты  $\sim 30$  нс, следующие друг за другом с интервалом 340 нс (при понижении энергии выведенного пучка до  $\sim 0,3$  ГэВ/нуклон интервал между "банчами" соответственно увеличивается до 500 нс). На рисунках 2 (а, б) показаны временные диаграммы работы принимающей аппаратуры. На время прохождения частиц пучка через мишень принимающая аппаратура блокируется, и бло-



кировка снимается по окончании пучка.

### Регистрирующая аппаратура

Запаздывающие протоны регистрируются системой сцинтилляционных счетчиков, сигналы с которых поступают на входные дискриминаторы, а затем на мажоритарную схему совпадений, позволяющую независимо отбирать кратность совпадений  $n \geq 2$ ,  $n \geq 3$ ,  $n \geq 4$ . Количество сцинтилляционных счетчиков - 8. Фотоумножители - ФЭУ-30, сцинтиллятор - диск диаметром  $50 \pm 55$  мм и толщиной 1 мм. Сцинтилляторы располагаются в  $50 \pm 60$  мм от центра мишени, представляющей из себя тонкую фольгу, повернутую под острым углом к оси пучка.

Известно, что световыход сцинтиллятора зависит от плотности ионизации. Это приводит к тому, что амплитуда сигнала от медленного протона оказывается меньше амплитуды сигнала от электрона, выделившего в сцинтилляторе такую же энергию (так называемое  $P/\beta$  отношение). Для учета этого эффекта нами была исследована зависимость удельного световыхода от плотности ионизации  $1/22/$  для сцинтилляторов на основе полистирола, которые предполагается использовать при измерениях. Опуская детали (они описаны в  $1/22/$ ), приведем здесь лишь окончательный результат, показывающий (см. рис. 3) возможность дискриминации электронов при регистрации протонов в энергетическом диапазоне  $5 \pm 25$  МэВ. Для контроля за амплитудным режимом работы сцинтилляционных счетчиков на каждый сцинтиллятор наклеивается  $\alpha$  - источник (несколько квадратных миллиметров), позволяющий оперативно контролировать стабильность работы тракта. Поскольку при этом амплитуда сигнала от  $\alpha$  - источника в 3-4 раза меньше амплитуды сигнала от протона с энергией 5 МэВ (за счет зависимости световыхода от плотности ионизации), она находится ниже порога регистрации аппаратуры и не может имитировать искомого эффекта.

### Источники фона.

Как уже отмечалось выше, источников "физического" фона, имитирующего множественное излучение запаздывающих протонов с энергиями больше, чем 5 МэВ, в настоящее время не известно. Методический фон может быть обусловлен следующими причинами:

- а/ наведённая в мишени радиоактивность;
- б/ космика;
- в/ "междубанчевые" частицы.

Рассмотрим их подробнее. Бета-распад радиоактивного ядра мог бы приводить к появлению тройного совпадения только при выполнении условий:

1. Конверсия двух каскадных гамма-квантов в веществе мишени или сцинтилляторах. Поскольку вероятность конверсии одного гамма-кванта порядка нескольких процентов, то для двух соответствующая вероятность  $\leq 10^{-3}$ .
2. Большая (см.рис.3) флуктуации амплитуды сигнала от электрона распада или от комптоновского электрона (фотоэлектрона). Экспериментальная оценка такой флуктуации (одной) даёт вероятность  $\sim 3 \times 10^{-3}$ , т.е. для трех одновременных флуктуаций соответствующая вероятность  $\sim 3 \times 10^{-8}$ .

Таким образом, приходим к оценке вероятности имитации испускания протонов бета-распадом  $\leq 10^{-10}$ . Отметим, что источник этого фона может быть проконтролирован непосредственно при установке на месте мишени бета-источников различного типа с известной активностью.

В космическом излучении основную опасность представляет адронная компонента, которая при взаимодействии с ядром мишени может привести к испарению мгновенных протонов, которые

будут приняты за запаздывающие. Есть два эффективных способа контроля такого фона - защитные счетчики запрета, закрывающие систему, и набор статистики с необлученной в пучке мишенью.

Значительно большую опасность при поиске запаздывающего протонного излучения в интервале времен жизни  $10^{-7} < \tau < 10^{-2}$  с представляют "междубанчевые" частицы, т.е. частицы пучка, попадающие в установку в промежутке между "банчами". Как показано в /21/, их доля может достигать величины  $\sim 10^{-4}$  от полного числа частиц в пучке. Эффективного способа борьбы с этим источником фона, к сожалению, нет. Частично он может быть уменьшен подбором режима работы ускорителя и канала медленного вывода /21/, частично - установкой системы антисовпадательных счетчиков перед регистрирующей системой. Оценки показывают, что это могло бы снизить фон до уровня  $10^{-5} \div 10^{-6}$ . Ещё раз отметим, что этот источник фона не представляет опасности при проведении измерений в области времен жизни  $10^{-2} < \tau < 10^5$  с, где регистрирующая аппаратура работает в режиме "между циклами" (см.рис.2<sup>a</sup>).

### Ожидаемый результат

Простые оценки показывают, что эффективность регистрации трёх протонов с энергиями в диапазоне 5 + 25 МэВ около 0,1 при средней множественности испарительных протонов  $\sim 4$ . Поскольку вероятность взаимодействия пучкового ядра в мишени  $(1 + 2) \times 10^{-2}$ , то приходим к следующей оценке: за 30-40 часов работы на пучке с интенсивностью  $\sim 10^8$  ядер/цикл можно обнаружить образование метастабильного состояния, распадающегося с испусканием протонов, если сечение его образования  $\sigma > 10^{-8} \sigma_{in}$  и время жизни лежит в интервале  $10^{-2} - 10^5$  с. Для времён жизни в интервале  $10^{-7} - 10^{-2}$  с из-за возможного фона (см.предыдущий раздел) соответственно -  $\sigma > 10^{-5} \sigma_{in}$ .

При обсуждении предлагаемого эксперимента много важных замечаний сделали А.М.Балдин, В.А.Карнаухов, Л.А.Петров, М.И.Подгорецкий, В.Д.Тонеев. Всем им авторы выражают свою признательность.

*А.М. Балдин    В.А. Карнаухов    Л.А. Петров*

1. E.Feenberg and H.Primakoff Phys.Rev., 1946, 70, p.980.
2. A.R.Bodmer Phys.Rev., 1971, D4, p.1601.
3. А.Б.Мигдал ЖЭТФ, 1971, 61, с.2209 (см. также А.Б. Мигдал "Фермионы и бозоны в сильных полях", "Наука", Москва, 1978).
4. А.Б.Мигдал "Теория конечных ферми систем", "Наука", Москва, 1983
5. И.Н.Борзов и др. ЭЧАЯ, 1981, 12, с848.
6. T.D.Lee and G.C.Wick Phys.Rev., 1974, D9, p.2291.
7. C.Y.Wong Phys.Lett., 1972, 41B, p.446. *ibid* p.451.  
Annals of Phys., 1973, 77, p.279.
8. Карманов В.А. УФН, 1983, 141, с525.
9. В.А.Ходель Письма в ЖЭТФ, 1882, 36, с265.
10. Schulz, G.Ropke and M.Schmidt Z.Phys.A, 1983, 310, p.139.
11. Б.М.Понтекорво Я.Ф, 1970, 11с846
12. S.Nagamija Proc. of the 6<sup>th</sup> Balaton Conference on Nuclear Physics, Balatonfured, Hungary, 1983.
13. K.Frankel and J.Stivenson Phys.Rev., 1976, 14C, p.1455.
14. А.П.Бугорский и др. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, с487.
15. Г.Д.Алексеев и др. ЯФ, 1976, 23, с1190.
16. А.П.Бугорский и др. ОИЯИ, 13-10216, Дубна, 1976.
17. С.П.Авдеев и др. ЯФ, 1982, 36, с315.
18. М.Х.Аникина и др. ЖЭТФ, 1983, 85, с1532.
18. В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев "Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами", Атомиздат, Москва, 1972.
20. В.А.Карнаухов, Л.А.Петров "Ядра, удаленные от линии бета-стабильности" Энергоиздат, Москва, 1981.
21. В.И.Волков и др. ОИЯИ, Б1-9-83-248, Дубна, 1983.
22. Н.Н.Воробьева и др. ОИЯИ, 13-84-375, Дубна, 1984.



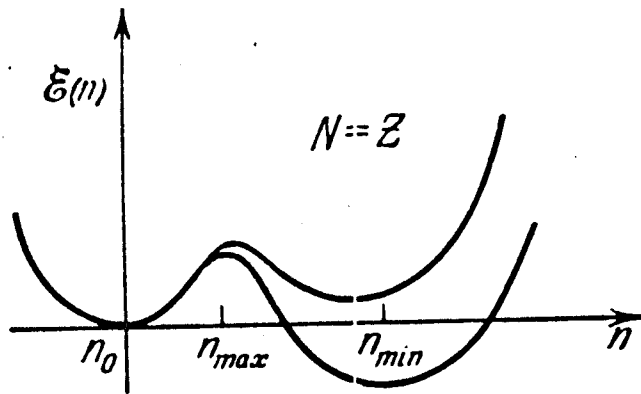


Рис. I. Возможные зависимости энергии связи на нуклон от плотности ядерного вещества. (Рис. взят из работы /4/).

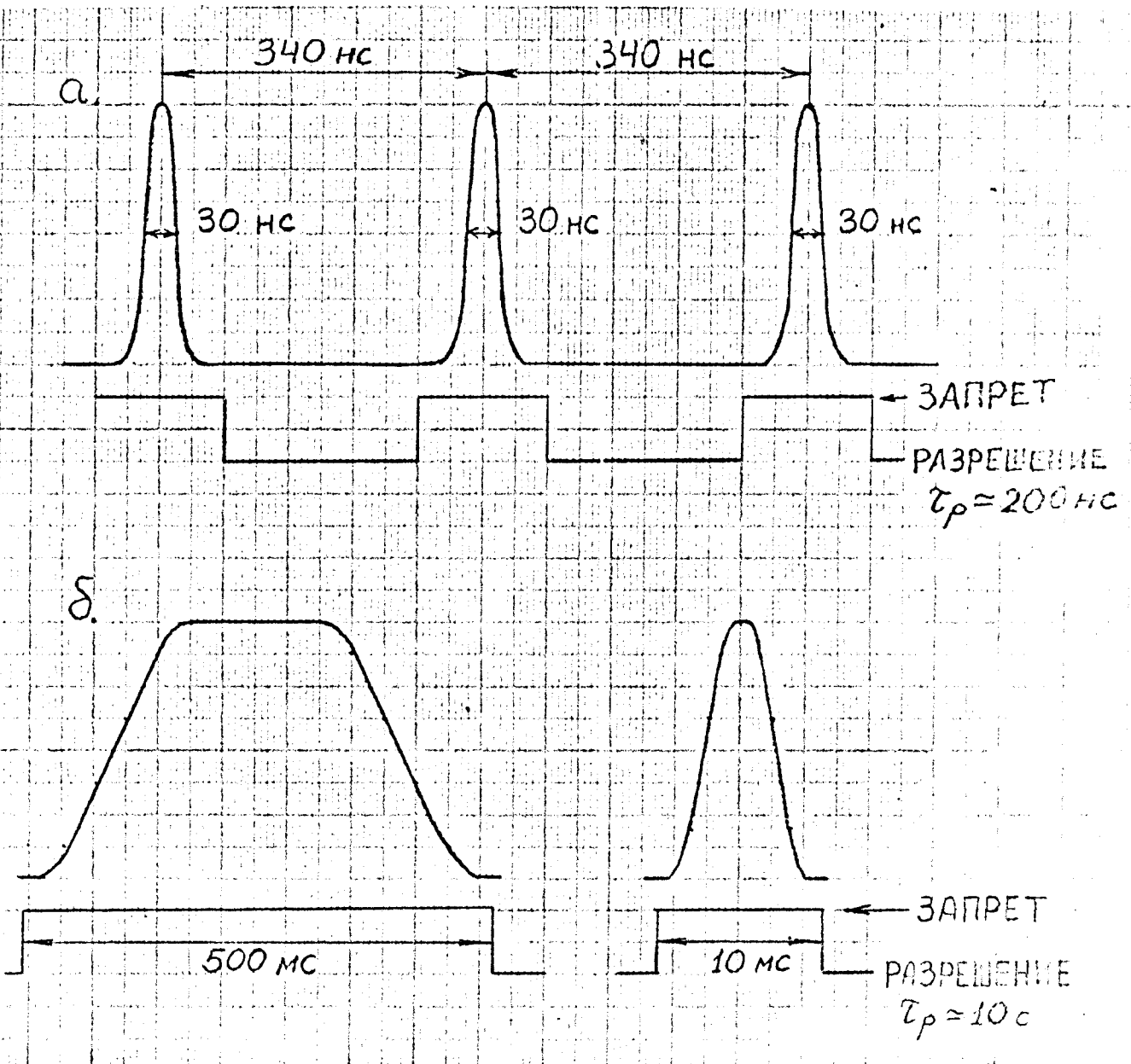


Рис. 2. Временной режим работы регистрирующей аппаратуры.  
 а) высокочастотный режим б) низкочастотный режим.

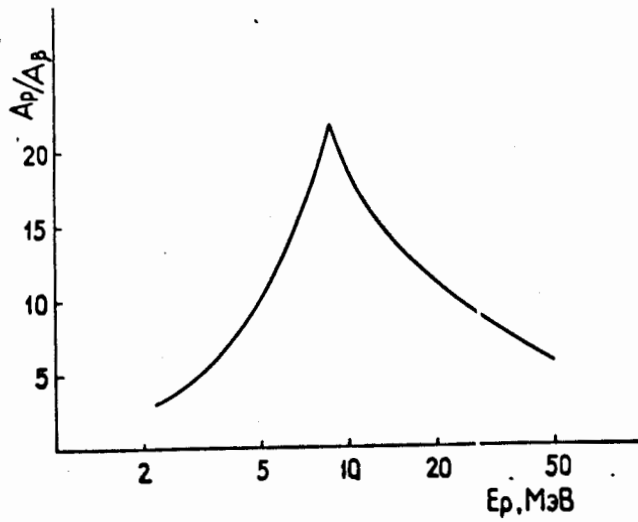


Рис. 3. Расчётное отношение амплитуд сигналов от протонов с энергией  $E$  и электронов с энергией 1 МэВ при перпендикулярном падении на пластик толщиной  $0,1 \text{ г/см}^2$  22/.