



15
Г61

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Б.М. Головин, А.П. Ландсман, Г.М. Григорьева, Б.П. Осяденко

P-1247

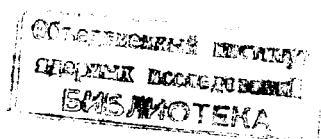
ДЕЙСТВИЕ ПРОТОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ
НА КРЕМНИЕВЫЕ ФОТОЭЛЕМЕНТЫ

*Космич. исследование, 1963, т.1, в.2,
стр. 271-286.*

Б.М. Головин, А.П. Ландсман, Г.М. Григорьева, Б.П. Осипенко

P-1247

ДЕЙСТВИЕ ПРОТОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ
НА КРЕМНИЕВЫЕ ФОТОЭЛЕМЕНТЫ



Дубна 1963 год

В в е д е н и е

Важнейшим источником энергии для питания научной аппаратуры и бортовых устройств искусственных спутников Земли /далее ИСЗ/ в настоящее время являются, как известно, полупроводниковые /главным образом кремниевые/ фотоэлементы. Это заставляет предъявлять чрезвычайно высокие требования к надежности и долговечности их функционирования во всех условиях, с которыми может встретиться космический летательный аппарат.

Одним из наиболее интересных результатов научных исследований, выполненных с помощью ИСЗ, явилось обнаружение радиационных поясов в околоземном пространстве. Было показано^{/1/}, что в окрестностях Земли существуют две пространственно разоб-щенные зоны корпускулярного излучения высокой интенсивности, различающиеся между собой по составу и энергии частиц. Внутренняя зона простирается от 600 км над уровнем моря /в западном полушарии / и 1600 км /в восточном/ до расстояний порядка радиуса Земли. Опыты, выполненные на 3-ем советском^{/2/} и на ряде американских^{/3/} ИСЗ, показали, что основную роль во внутреннем поясе играют протоны с энергиями от $T_p \leq 10$ Мэв до $T_p \approx 700 - 1000$ Мэв. На высоте около 1200 км дифференциальный энергетический спектр протонов в интервале $40 \text{ Мэв} \leq T_p \leq 700 \text{ Мэв}$ довольно хорошо описывается зависимостью^{/4/}:

$$I_p = I_0 T_0^{-n} \quad , \quad /1/$$

где $I_0 = /2,1_{-0,7}^{+1,0} / \cdot 10^3$; $n = 1,84 \pm 0,08$; T_0 - в Мэв;

I_p - в единицах /част./см².сек.Мэв.стер/. В центре этой зоны интегральная интенсивность^{/3/} потока протонов

$$I_{\text{инт}} / T_0 \geq 40 \text{ Мэв} / = 2 \cdot 10^4 \text{ прот./см}^2 \text{сек.}$$

Результаты измерений^{/4,5/} протонных спектров внутренней зоны на разных высотах приведены на рис. 1. Некоторые данные^{/1,3,6,7/} свидетельствуют о том, что во внутреннем поясе присутствуют также электроны с энергией ≤ 1 Мэв.

Внешняя радиационная зона простирается /в районе геомагнитного экватора/ от ≈ 10.000 км до ≈ 50.000 км от поверхности Земли. С увеличением геомагнитной широты нижняя граница зоны приближается к Земле и в области $55^\circ - 70^\circ$ оказывается на расстоянии 300-500 км от ее поверхности. Корпускулярные потоки в этой зоне состоят, в основном, из электронов, дифференциальный энергетический спектр^{/8/} которых приведен на рис. 2. Интегральная интенсивность их достигает $10^8 - 10^9$ элект./см².сек.стерад для $T_\beta > 20$ Кэв и 10^6 элект./см².сек.стерад для $T_\beta > 600$ Кэв. Возможно, что во внешнем радиационном поясе имеется также некоторое количество проточков малых энергий.

С открытием радиационных поясов Земли возникла необходимость выяснять пригодность полупроводниковых фотоэлементов для работы в полях корпускулярного излучения. Теоретически этот вопрос изучался ранее рядом авторов, но до последнего времени весь

анализ применялся лишь к бомбардировке кристалла ядерными частицами относительно малой энергии. Большинство экспериментальных исследований также было выполнено лишь при этих условиях. Существование во внутреннем радиационном поясе интенсивных потоков протонов с энергиями в сотни Мэв сделало необходимым проведение экспериментов в соответствующей энергетической области и заставило уточнить некоторые предположения, использовавшиеся ранее при теоретическом анализе процессов радиационного повреждения кристаллов.

Экспериментальные исследования действия ядерной радиации на кремниевые фотоэлементы, выполненные за последние годы в ряде американских лабораторий, показали^{/9/}, что получение радиационной дозы $3,5 \cdot 10^{10}$ прот./см² при энергии $T_p = 17,6$ Мэв приводит к уменьшению на 25% КПД Si - фотоэлементов с базой из материала с проводимостью n - типа / далее p - n - фотоэлементы/. По другим данным^{/10/}, к такому же результату приводит получение дозы $5 \cdot 10^{13}$ электр./см².сек при $T_p = 500$ Кэв. Последняя оценка хорошо согласуется^{/11/} с телеметрическими данными о работе фотоэлементов на ИСЗ "Исследователь У1", траектория которого проходила, в основном, во внешнем радиационном поясе.

Все приведенные выше результаты относятся к p - n - фотоэлементам. Экспериментальных данных о действии ядерной бомбардировки на фотоэлементы с p - базой / n - p фотоэлементы/ опубликовано очень мало, но есть сведения^{/10/}, что они более радиационно устойчивы, чем p - n - фотоэлементы.

Настоящая работа является первой частью проводимых нами исследований действия протонов высокой энергии на полупроводниковые фотоэлементы. Она посвящена влиянию протонного облучения на эксплуатационные свойства кремниевых n - p - фотоэлементов и получению оценок возможной продолжительности их работы в радиационных поясах Земли.

1. Механизм радиационных повреждений кристалла

При прохождении ядерной радиации через вещество свойства кристаллической решетки изменяются по двум причинам. Во-первых, в результате упругого рассеяния ядерных частиц атомы решетки могут приобретать энергию, достаточную для их смещения из равновесных положений, что приводит к нарушению периодичности решетки. Во-вторых, вследствие протекания инициированных бомбардировкой ядерных реакций в решетке появляются чужеродные атомы, что эквивалентно введению в вещество посторонних примесей. Однако в рассматриваемом нами случае действия излучений на фотоэлементы появление примесей за счет ядерных реакций играет сравнительно небольшую роль. Это обусловлено прежде всего тем, что эффективные сечения образования смещенных ядер оказываются много большими, чем сечения ядерных реакций. Кроме того для изготовления фотоэлементов используются столь сильно легированные материалы, что для введения с помощью ядерных реакций сравнимого числа дополнительных примесей потребовались бы очень большие радиационные дозы. Поэтому /для простоты расчетов/ в дальнейшем мы пренебрежем появлением в кристалле новых примесей при ядерной бомбардировке и будем учитывать лишь повреждения решетки из-за смещения атомов.

При проведении расчетов мы возьмем за основу механизм образования смещенных атомов, описанный в работе ^{/12/} с некоторыми уточнениями, связанными с рассмотрением взаимодействия с веществом частиц высокой энергии. Возникновение изменений в твердом теле при прохождении через него ядерных частиц будем представлять себе следующим образом. Ядерная частица /электрон, протон, нейтрон/, проходя через твердое тело, передает часть своей энергии атомам материала, вызывая тем самым их смещение из равновесных положений в узлах кристаллической решетки. При этом некоторые атомы могут получить столь большую энергию, что в результате соударений с другими атомами решетки оказываются, в свою очередь, способными вызывать их смещение. Атомы, смещенные в результате прямого взаимодействия их с первичной налетающей частицей, будем называть "первично смещенными", а атомы, вырванные из их равновесных положений при соударениях с первично смещенными атомами, назовем "вторично смещенными".

Вероятность образования первично смещенных атомов при бомбардировке твердого тела ядерной радиацией определяется сечением взаимодействия бомбардирующей частицы с атомами кристаллической решетки, приводящего к передаче атому энергии $T_s \geq E_d$, где E_d - пороговая энергия смещения атома. По литературным данным ^{/13/}, эта энергия для кремния может быть взята равной $E_d = 13$ эв.

Число N_1 первично смещенных атомов /в расчете на 1 см^2 поверхности/ может быть найдено по формуле:

$$N_1 = I \sigma n l t, \quad /2/$$

где I - интенсивность потока бомбардирующих частиц /част./см².сек/; σ - сечение взаимодействия /см²/ бомбардирующих частиц с веществом, приводящее к передаче атому энергии $T_s \geq E_d$; n - число атомов в единице объема /атом/см³/; t - продолжительность бомбардировки /сек/; l - толщина бомбардируемого образца /см/.

Движение первично смещенных атомов в твердом теле и образование ими вторично смещенных атомов рассмотрено, например, в упоминавшихся уже работах ^{/12,14/}. Следуя результатам этих работ, будем считать, что атом с энергией T_s , движущийся в твердом теле, до своей остановки создает ν смещенных атомов, считая все их поколения, начиная со второго /для краткости все эти атомы будем называть "вторично смещенными"/, причем

$$\nu = \frac{\varphi T_s}{2E_d}$$

Здесь φ - доля энергии движущегося атома, затрачиваемая на образование вторично смещенных атомов

$$\varphi = \frac{p}{1+p},$$

где p представляет собой отношение потерь энергии движущимся атомом на образование вторично смещенных атомов к энергии, затрачиваемой им на ионизацию. Численные значения p оценивались по формуле, сходной с приведенной в ^{/11/}, но учитывающей зависимости I и q от скорости атома

$$p = \frac{m_0 v_0^2}{4M_s} \cdot \frac{1 + \ln\left(\frac{\delta T_s}{2E_d}\right)}{\ln\left(\frac{4m_0 T_s}{M_s I}\right)} \quad /3/$$

$$\delta = \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2}$$

Здесь m_0 - масса электрона; M_1 - масса налетающего атома; M_2 - масса покоящегося атома; $I = 11,5 Z_{\text{эфф}}$ - эффективный ионизационный потенциал атома; $q = (Z/Z_{\text{эфф}})$; $Z_{\text{эфф}} = \frac{\hbar c}{c^2} Z^{1/3} \beta_{\text{яд}} Z_{1,2}$ - заряды ядер налетающего и покоящегося атомов; $\beta_{\text{яд}} = \frac{v}{c}$; v - скорость атома; c - скорость света.

Результаты вычислений приведены на рис 3 для случая, соответствующего движению атома кремния в кремнии / $Z_1 = Z_2 = 14$; $M_1 = M_2 \cong 28 m_p$; m_p - масса протона/.

Вероятность образования первично смещенного атома с энергией T_a при упругом рассеянии бомбардирующей частицы определяется вероятностью ее рассеяния на угол θ , причем

$$T_a = \frac{2T_0(T_0 + 2mc^2)}{Mc^2} \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2} = T_{\text{max}} \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad /4/$$

где T_0 , m - кинетическая энергия и масса бомбардирующей частицы; T_{max} - максимальная энергия атома; M - масса ядра атома бомбардируемого материала.

Полное число дефектов $N_{\text{деф.}}$ /в расчете на 1 см^2 / в кристалле, образующихся при бомбардировке моноэнергетическим пучком частиц, равно:

$$N_{\text{деф.}} = N_1 \nu = I t n l \sigma \cdot \frac{\overline{\mathcal{P} T_a}}{2E_d} = K \sigma \overline{\mathcal{P} T_a} \cdot I t. \quad /5/$$

K - численный коэффициент, объединяющий величины, не зависящие от T_a ;

$$\overline{\mathcal{P} T_a} = \frac{\int \mathcal{P} T_a \sigma(T_a) dT_a}{\int \sigma(T_a) dT_a}, \quad /5a/$$

$\sigma(T_a)$ - сечение образования первично смещенного атома с энергией T_a . В дальнейшем для краткости будем пользоваться обозначением

$$W = \sigma \overline{\mathcal{P} T_a}$$

Очевидно, величина W пропорциональна вероятности образования радиационных повреждений в кристалле. В дальнейшем величину W будем называть повреждающим действием бомбардирующей частицы на данное вещество.

Из изложенного видно, что для подсчета числа дефектов, образующихся при ядерной бомбардировке кристалла, должны быть использованы данные о взаимодействии бомбардирующих частиц с ядрами атомов кристалла. Поэтому рассмотрим несколько подробнее прохождение ядерных частиц через вещество.

Э л е к т р о н ы . При прохождении через вещество электроны взаимодействуют с электрическими зарядами ядер и, рассеиваясь, могут вызывать смещения атомов решетки. Сечение образования первично смещенных атомов может быть рассчитано по формуле /14/

$$\sigma_{\beta} = 4\pi a_0^2 \left(\frac{E_R^2}{m c^2}\right) \left(\frac{T_{max}}{E_d}\right) \left(\frac{1-\beta^2}{\beta^4}\right) \left\{ 1 + 2\pi a \beta \left(\frac{E_d}{T_{max}}\right)^{1/2} - \right. \\ \left. - \left(\frac{E_d}{T_{max}}\right) [1 + 2\pi a \beta + (\beta^2 + \pi a \beta) \ln\left(\frac{T_{max}}{E_d}\right)] \right\}. \quad /6/$$

Здесь $a = 1/137$; $\pi a_0^2 = 8,8 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$; $E_R = 13,6 \text{ эв}$; Z - заряд ядра. Формула применима, по крайней мере, при $Z \leq 27$, $\beta = 1$.

Средняя энергия первично смещенных атомов, образующихся при рассеянии электронов, рассчитывается по формуле

$$\overline{T_a} = \frac{E_d T_{max}}{T_{max} - E_d} \cdot \ln\left(\frac{T_{max}}{E_d}\right). \quad /7/$$

Значения сечений образования и средних энергий первично смещенных атомов приведены в таблице 1.

Т а б л и ц а 1

T_0 , Кэв	σ_{β} , см ²	$\overline{\mathcal{P} T_a}$, эв	$W = \sigma \overline{\mathcal{P} T_a}$ Мэв.см ²
250	$50 \cdot 10^{-24}$	18	$9 \cdot 10^{-28}$
500	$66 \cdot 10^{-24}$	25	$1,6 \cdot 10^{-27}$
1000	$74 \cdot 10^{-24}$	35	$2,6 \cdot 10^{-27}$
5000	$82 \cdot 10^{-24}$	67	$5,5 \cdot 10^{-27}$
10000	$88 \cdot 10^{-24}$	80	$7,0 \cdot 10^{-27}$

Из-за малости энергии ядер отдачи в этом случае $\mathcal{P} = 1$ и $\overline{\mathcal{P} T_a} = T_a$. Вероятность возникновения ядерных реакций в веществе при электронной бомбардировке становится существенной лишь при энергиях, значительно превышающих те, которые по имеющимся данным^{/6/} наблюдаются в радиационных поясах Земли. Поэтому неупругие ядерные процессы под действием электронов мы не рассматриваем и в дальнейшем учитывать не будем.

Н е й т р о н ы. Хотя в настоящее время нет сведений о наблюдении в радиационных поясах Земли сколько-нибудь интенсивных нейтронных потоков, мы все же остановимся и на действии этих частиц, т.к. многие данные о взаимодействии нейтронов с веществом будут использованы нами при описании действия на твердое тело протонов высоких энергий. Энергетическая зависимость полного сечения σ_i взаимодействия нейтронов с алюминием^{x/} приведена на рис. 4, построенном по материалам работ^{/15,16/}

С ростом энергии упругое рассеяние нейтронов все более сжимается к области малых углов, а роль процессов неупругого взаимодействия увеличивается. При энергиях нейтронов $T_0 \gtrsim 40 \text{ Мэв}$ неупругие процессы носят, в основном, характер возбуждения

^{x/} Полные сечения взаимодействия нейтронов с веществом слабо /грубо говоря как $A^{2/3}$ / зависят от атомного веса A вещества. Поэтому при отсутствии данных о взаимодействии нейтронов с кремнием сечение $\sigma_i(\text{Si}) / A_{\text{Si}} = 28/$ можно принять равным сечению $\sigma_i(\text{Al}) / A_{\text{Al}} = 27/$.

и т.п./ При энергиях $T_0 \geq 40$ Мэв заметную и все более возрастающую роль начинают играть ядерные реакции, сопровождающиеся вылетом из ядра значительного числа частиц /17,18/. Такие реакции часто называют реакциями звездообразования. Средняя энергия $T_{\text{ж}}$ вторичных частиц в звезде слабо зависит от энергии первичной частицы и в широком интервале энергий может быть принята близкой к $T_{\text{ж}} = 10$ Мэв. Число n_p заряженных частиц в звезде и сечение звездообразования $\sigma_{\text{ж}}$ сильно растет с энергией.

При достаточно больших энергиях / $T_0 \geq 200$ Мэв/ существенными становятся также процессы мезообразования. Однако мы не будем отдельно рассматривать эти процессы, т.к. рождение мезона, как правило, сопровождается развалом ядра и его сечение может быть включено в суммарное сечение ядерных реакций или звездообразования.

Протоны. Опыт показывает, что взаимодействия протонов с веществом можно рассматривать как сумму кулоновского взаимодействия электрических зарядов и специфического ядерного взаимодействия. Последнее для протона и нейтрона практически одинаково. Соответственно этому сечение σ_p взаимодействия протонов с ядрами вещества можно, с достаточной для наших целей точностью, представить в виде суммы сечения σ_R Резерфордского рассеяния, обусловленного кулоновским взаимодействием зарядов и сечения σ_n ядерных взаимодействий /последнее совпадает с соответствующим сечением для нейтрона/, т.е. $\sigma_p \approx \sigma_R + \sigma_n$.

Угловая зависимость Резерфордского рассеяния протона ядром с зарядом Z и массой M описывается известной формулой^{x/}

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} \approx (Ze^2)^2 \frac{(T_0 + m_p)}{T_0^2(T_0 + 2m_p)} \cdot \frac{1}{\sin^4(\frac{\theta}{2})} \quad /8/$$

$d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ — элемент телесного угла. Строго говоря, эта формула записана в системе центра масс системы протон-ядро, но так как во всех интересующих нас случаях $m_p \ll M$, формула непосредственно применима и в лабораторной системе.

Интегрируя /8/, найдем выражения для полного сечения Резерфордского рассеяния:

$$\sigma_R \approx \frac{\pi (Ze^2)^2}{T_0^2} \cdot \frac{(T_0 + m_p)^2}{(T_0 + 2m_p)^2} \cdot \left(\frac{T_{\text{max}}}{E_d} - 1 \right) \quad /9/$$

и для величины $W_R = \int \mathcal{P} T_n \left(\frac{d\sigma_R}{dT_n} \right) dT_n$, необходимой для расчета числа дефектов, возникающих за счет кулоновского взаимодействия:

$$W_R = \frac{2\pi (Ze^2)^2}{M} \cdot \frac{(T_0 + m_p)^2}{T_0(T_0 + 2m_p)} \ln \left(\frac{T_{\text{max}}}{E_d} \right) = \sigma_R \overline{(\mathcal{P} T_n)}. \quad /10/$$

Ядерное взаимодействие протонов, как уже указывалось, совпадает с взаимодействием нейтронов той же энергии с веществом и подобным же образом может рассматриваться как сумма упругого ядерного рассеяния, неупругого рассеяния и звездообразования. Для простоты разделим все процессы ядерных взаимодействий протона на две части.

^{x/} Здесь не учтены поправки на конечные размеры ядра, т.к. они существенны лишь в области больших углов рассеяния, мало существенных в процессах радиационного повреждения твердого тела.

1. Все процессы упругого рассеяния, неупругого рассеяния и ядерных реакций, не сопровождающихся звездообразованием, будем рассматривать как "условно упругое" рассеяние. Полное сечение такого процесса примем равным $\sigma'_{упр} = \sigma_t - \sigma_{зб}$, а вероятность передачи ядру энергии T_a в этом процессе будем находить по угловой зависимости $\sigma_{упр} = \sigma_{упр}(\theta)$.

2. Все процессы, сопровождающиеся вылетом из ядра значительного числа частиц, будем рассматривать как звездообразование. Сечение этого процесса будем обозначать через $\sigma_{зб}$, среднее число вылетающих из ядра протонов через n_p , а число испущенных ядром нейтронов через n_n . Число нейтронов в звезде обычно принимают равным $1,3 n_p$. Необходимые для дальнейших расчетов энергетические зависимости $\sigma_{зб}$ и n_p были взяты нами из работ /17,18/.

При вычислении вероятности образования радиационных дефектов протонами в соответствии с /5/ примем, что число дефектов равно:

$$N_{\text{ДФ}} = KIt \{ \sigma_R (\overline{\mathcal{P}T_a})_R + \sigma'_{упр} (\overline{\mathcal{P}T_a})_{упр} + \sigma_{зб} [n_p (\overline{\mathcal{P}T_a})_{p,зб} + n_n (\overline{\mathcal{P}T_a})_{n,зб}] \} = /11/
= KIt(W_R + W_{упр} + W_{зб}) = KIt(W_R + W_{\text{яд}}).$$

Первый член в этом выражении соответствует образованию дефектов за счет кулоновского взаимодействия, второй - за счет "условно упругого" рассеяния. Структура третьего члена, учитывающего вклад в образование дефектов от звезд, определяется представлением о том, что основное количество вторично смещенных атомов в этом случае создается вылетающими из ядра заряженными частицами и нейтронами малой энергии. При этом для простоты полагается, что все заряженные частицы в звездах являются протонами; энергии всех протонов и нейтронов звезды берутся равными $T_{зб} = 10$ Мэв.

При численных расчетах сечения σ_R определялись по формуле /9/. Величины сечений σ_t и $\sigma_{зб}$ брались в соответствии с рис. 4 и работами /17,18/, соответственно. Значения $W_R = \sigma_R (\overline{\mathcal{P}T_a})_R$ находились с помощью /10/, а при вычислениях $(\overline{\mathcal{P}T_a})_{упр}$ использовались угловые зависимости рассеяния нейтронов ядрами алюминия, приведенные в работах /19/. При вычислении третьего члена принималось, что

$$(\overline{\mathcal{P}T_a})_{n,зб} = (\overline{\mathcal{P}T_a})_{n,T_n=10 \text{ Мэв}}$$

и

$$(\overline{\mathcal{P}T_a})_{p,зб} = (\overline{\mathcal{P}T_a})_{p,T_p=10 \text{ Мэв}} + (\overline{\mathcal{P}T_a})_{n,T_n=10 \text{ Мэв}}$$

Результаты вычислений приведены в таблице 2 и на рис. 5.

Т а б л и ц а 2

T_0 , Мэв	5	7	14	40	84
$W_{\text{см}^2 \text{ Мэв}}$					
W_R	70.10^{-28}	52.10^{-28}	25.10^{-28}	$8.8.10^{-28}$	$4.7.10^{-28}$
$W_{\text{яд}} = W_{\text{упр}} + W_{зб}$	28.10^{-28}	7.10^{-28}	$6.1.10^{-28}$	$5.4.10^{-28}$	$4.5.10^{-28}$
$W_p = W_R + W_{\text{яд}}$	98.10^{-28}	59.10^{-28}	31.10^{-28}	$14.2.10^{-28}$	$9.2.10^{-28}$

ядер и ядерных реакций, связанных с вылетом из ядра одной частицы / p , n , α и т.п./ . При энергиях $T_0 \geq 40$ Мэв заметную и все более возрастающую роль начинают играть ядерные реакции, сопровождающиеся вылетом из ядра значительного числа частиц /17,18/ . Такие реакции часто называют реакциями звездообразования. Средняя энергия $T_{2,3}$ вторичных частиц в звезде слабо зависит от энергии первичной частицы и в широком интервале энергий может быть принята близкой к $T_{2,3} = 10$ Мэв. Число n , заряженных частиц в звезде и сечение звездообразования $\sigma_{2,3}$ сильно растет с энергией.

При достаточно больших энергиях / $T_0 \geq 200$ Мэв/ существенными становятся также процессы мезонообразования. Однако мы не будем отдельно рассматривать эти процессы, т.к. рождение мезона, как правило, сопровождается развалом ядра и его сечение может быть включено в суммарное сечение ядерных реакций или звездообразования.

П р о т о н ы. Опыт показывает, что взаимодействие протонов с веществом можно рассматривать как сумму кулоновского взаимодействия электрических зарядов и специфического ядерного взаимодействия. Последнее для протона и нейтрона практически одинаково. Соответственно этому сечение σ_p взаимодействия протонов с ядрами вещества можно, с достаточной для наших целей точностью, представить в виде суммы сечения σ_R резерфордовского рассеяния, обусловленного кулоновским взаимодействием зарядов и сечения σ_n ядерных взаимодействий /последнее совпадает с соответствующим сечением для нейтрона/, т.е. $\sigma_p \approx \sigma_R + \sigma_n$.

Угловая зависимость резерфордовского рассеяния протона ядром с зарядом Z и массой M описывается известной формулой^{x/}

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} \approx (Ze^2)^2 \frac{(T_0 + m_p)}{T_0^2(T_0 + 2m_p)} \cdot \frac{1}{\sin^4(\frac{\theta}{2})} \quad /8/$$

$d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ — элемент телесного угла. Строго говоря, эта формула записана в системе центра масс системы протон-ядро, но так как во всех интересующих нас случаях $m_p \ll M$, формула непосредственно применима и в лабораторной системе.

Интегрируя /8/, найдем выражения для полного сечения резерфордовского рассеяния:

$$\sigma_R \approx \frac{\pi (Ze^2)^2}{T_0^2} \cdot \frac{(T_0 + m_p)^2}{(T_0 + 2m_p)^2} \cdot \left(\frac{T_{max}}{E_d} - 1 \right) \quad /9/$$

и для величины $W_R = \int \mathcal{P} T_n \left(\frac{d\sigma_R}{dT_n} \right) dT_n$, необходимой для расчета числа дефектов, возникающих за счет кулоновского взаимодействия:

$$W_R = \frac{2\pi (Ze^2)^2}{M} \cdot \frac{(T_0 + m_p)^2}{T_0(T_0 + 2m_p)} \ln \left(\frac{T_{max}}{E_d} \right) = \sigma_R \left(\mathcal{P} T_n \right) \quad /10/$$

Ядерное взаимодействие протонов, как уже указывалось, совпадает с взаимодействием нейтронов той же энергии с веществом и подобным же образом может рассматриваться как сумма упругого ядерного рассеяния, неупругого рассеяния и звездообразования. Для простоты разделим все процессы ядерных взаимодействий протона на две части.

^{x/} Здесь не учтены поправки на конечные размеры ядра, т.к. они существенны лишь в области больших углов рассеяния, мало существенных в процессах радиационного повреждения твердого тела.

150	345	650
$2.7 \cdot 10^{-26}$	$1.4 \cdot 10^{-26}$	$1.1 \cdot 10^{-26}$
$4.7 \cdot 10^{-26}$	$6.6 \cdot 10^{-26}$	$10.6 \cdot 10^{-26}$
$7.4 \cdot 10^{-26}$	$8.0 \cdot 10^{-26}$	$11.7 \cdot 10^{-26}$

При бомбардировке твердого тела немонотонным потоком частиц со спектральным распределением $I = I_0 f(T_0)$ число дефектов, образующихся ежесекундно в кристалле, помещенном в такое радиационное поле, будет равно

$$(N_{\text{деф}})_{\text{сек}} = KI_0 W_{\text{эфф}} = KI_0 \int W(T_0) f(T_0) dT_0, \quad /12/$$

причем $W(T_0)$ может быть взято с графика, приведенного на рис. 5.

2. Экспериментальные исследования и результаты

Облучение кремниевых $n-p$ -фотоэлементов протонами с энергией около 650 Мэв проводилось на выведенном пучке синхротрона Объединенного института ядерных исследований. Пучок формировался магнитными насадками и квадрупольными линзами и его геометрия в месте расположения фотоэлементов определялась по почернению рентгеновской пленки. Постоянство интенсивности пучка контролировалось с помощью наполненной гелием ионизационной камеры.

Для определения интенсивности протонного пучка использовались графитовые индикаторы, активировавшиеся в процессе реакции $C^{12}(p, pn)C^{11}$. Толщина графитовых образцов не превышала 170 мк, что позволяло при измерении активности пренебречь потерями в толще материала. Продолжительность облучения индикаторов, установленных в месте расположения фотоэлементов, составляла 25-40 мин.

Интенсивность протонного пучка определялась из выражения

$$I_p = \frac{\lambda N \Omega}{\sigma A [1 - \exp(-\lambda t)] S}, \quad /13/$$

где $\lambda N = -\frac{dN}{dt}$ - скорость распада C^{11} , приведенная к концу облучения; λ - константа распада ядер C^{11} ; $\sigma = 28.10^{-27} \text{ см}^2$ - сечение реакции $C^{12}(p, pn)C^{11}$ /20,21/;

Ω - "геометрия" расположения индикатора и счетчика, рассчитывавшаяся по методу, предложенному в работе /22/; t - продолжительность облучения индикаторов, S - площадь образца; N - число ядер C^{11} , накопившихся к концу облучения; A_s - число ядер C^{12} в мишени.

Результаты опытов с графитовыми индикаторами показали, что в большинстве опытов интенсивность протонного пучка равнялась $0,9-4 \cdot 10^9$ прот./см²сек.

Общая схема опытов по бомбардировке фотоэлементов протонами приведена на рис.6. Нагрузочные характеристики каждого фотоэлемента периодически снимались в процессе облучения. В качестве осветителей использовались две 500-ваттные матовые лампы

накаливания, расположенные таким образом, чтобы создать достаточно однородную освещенность в месте расположения фотоэлементов. Напряжение питания ламп стабилизировалось феррорезонансными стабилизаторами. Освещенность исследуемых образцов с помощью эталонного фотоэлемента подбиралась до начала каждого опыта и контролировалась после его окончания.

Для исключения перегрева фотоэлементов в продолжении всего опыта между осветителями и образцами был установлен тепловой фильтр, выполненный в виде плоской ванны из оргстекла, заполненной дистиллированной водой. Кроме того осветители включались только на время снятия нагрузочных характеристик. Спектральные характеристики осветителя до фильтра и после него приведены на рис. 7.

Вся измерительная аппаратура для снятия нагрузочных характеристик была вынесена в радиационно безопасный измерительный павильон. Сопротивление измерительных проводов схемы составляло 0,4 ом.

Всего было облучено 40 кремниевых $n-p$ -фотоэлементов с КПД от 5% до 8%. Типичные изменения нагрузочных характеристик в зависимости от полученной радиационной дозы представлены на рис. 8. На рис. 9 в относительных единицах приведены зависимости тока короткого замыкания $I_{кз}$ и напряжения холостого хода U_{xx} фотоэлемента от полученной им радиационной дозы. При построении последнего графика произведено усреднение результатов измерений с одной из групп фотоэлементов, состоящей из 5 образцов. На этом графике четко виден типичный для всех исследованных образцов более быстрый спад $I_{кз}$, чем U_{xx} . Так, в приведенном случае $I_{кз}$ изменяется на 25% при попадании на фотоэлемент $2 \cdot 10^{12}$ прот./см², а U_{xx} не падает до этой величины даже при дозах, больших 10^{13} р/см². Изменение в процессе облучения снимаемой с фотоэлемента максимальной мощности P_{max} представлено на рис. 10. Видно, что до 75% своего начального значения эта величина уменьшается при падении на фотоэлемент $3 \cdot 10^{12}$ прот./см². Ошибки в определении радиационной дозы, приводящей к заданному снижению отдаваемой мощности не превосходят 40% и определяются, в основном, разбросом свойств отдельных фотоэлементов.

Было исследовано также вызванное облучением изменение спектральных характеристик фотоэлементов. Типичные результаты для необлученного элемента и того же элемента после падения на него $3 \cdot 10^{14}$ прот./см² представлены на рис. 11.

3. Обсуждение результатов

Попытаемся найти зависимость снимаемой с Si-фотоэлементов мощности от времени их пребывания в зонах интенсивной радиации на основании сформулированных выше представлений о механизме радиационных повреждений кристаллов, полученных нами экспериментальных результатов и литературных данных о радиационных поясах Земли.

Для нахождения таких оценок сделаем упрощающее предположение, что изменение свойств твердого тела при облучении целиком определяется числом накопившихся в нем смещенных атомов /т.е. в конечном счете величиной $It \cdot W$ / и не зависит от типа из-

лучения. Количество дефектов $N_{\text{деф}}$, образованных в бомбардируемом моноэнергетическими частицами кристалле, после получения им радиационной дозы It , найдем по формуле /5/. С другой стороны, число смещенных атомов, образующихся каждую секунду в образце, находящемся в радиационном поле с интенсивностью $I = I_0 f(T_0)$ выразится формулой /12/.

Очевидно, такое же число дефектов, которое образовалось бы в кристалле, получившем дозу It при облучении моноэнергетическими протонами, будет образовано в нем при нахождении в нем моноэнергетическом радиационном поле $I = I_0 f(T_0)$ за время

$$t = \frac{(N_{\text{деф}})_{\text{мон}}}{(N_{\text{деф}})_{\chi, \text{сек}}} = \frac{W_{\text{мон}} It}{I_0 \int W(T_0) \chi(T_0) dT_0} = \frac{W_{\text{мон}} It}{W_{\text{эфф}} \cdot I} \quad /13/$$

Значения величины $W_{\text{мон}} \cdot It$, соответствующие заданным изменениям снимаемой с фотоэлемента мощности, могут быть рассчитаны с помощью данных рисунков 5 и 10.

Для подсчета скорости образования дефектов при нахождении фотоэлементов в радиационных поясах Земли, необходимо задаться энергетическим распределением частиц в этих зонах.

Спектр протонов во внутреннем поясе возьмем в виде /1/, экстраполировав это выражение в область малых энергий и перенормировав его на плотность потока $I_{\text{tot}} / T_0 \geq 40 \text{ Мэв} / = 2.10^4 \text{ прот/см}^2 \text{сек}$, соответствующую интенсивности протонов в центре пояса /3/. Сопоставление нашей экстраполяции /без перенормировки/ с данными работ /4,5/ приведено на рис. 1.

Ввиду того, что мягкая часть протонного спектра известна очень плохо, вычисления со спектральной функцией $f(T_0) = T_0^{-1.84}$ были выполнены для нескольких значений T_{min} в интервале от 1 Мэв до 10 Мэв. Результаты вычислений приведены в таблице.

Т а б л и ц а 3

T_{min} /Мэв/	1	3	5	7	10
$I_0 W_{\text{эфф}} / \text{Мэв/сек} /$	$91 \cdot 10^{-20}$	$13 \cdot 10^{-20}$	$5.4 \cdot 10^{-20}$	$2.3 \cdot 10^{-20}$	$1.6 \cdot 10^{-20}$

В вычислениях, связанных с внешним поясом, энергетическое распределение электронов в нем бралось в соответствии с данными /8/ /см.рис. 2/ и предполагалось, что потоки протонов в этом поясе пренебрежимо малы. Результаты этих вычислений показывают, что

$$(I_0 W_{\text{эфф}})_{\beta} = 2 \cdot 10^{-19} \text{ Мэв/сек} \quad /14/$$

Подставляя полученные результаты в выражение /13/ и воспользовавшись, как указывалось, данными таблицы 1 и рисунков 5 и 10, найдем изменение отдаваемой фотоэлементами мощности в зависимости от продолжительности пребывания их в центральных частях внешнего и внутреннего радиационных поясов $x/$.

$x/$ В случае движения объекта, на котором установлены фотоэлементы, по произвольной траектории необходимо учитывать зависимость спектрального распределения и интенсивности частиц от его положения. В этом случае формула /13/ должна быть заменена выражением

$$t = \frac{W_{\text{мон}} It}{\int W(T_0) F(T_0, \vec{r}) dT_0 d\vec{r}}, \quad /13a/$$

где \vec{r} -радиус-вектор положения объекта; интегрирование ведется вдоль его траектории.

Следует подчеркнуть неудовлетворительность имеющихся в настоящее время сведений о составе и энергетических спектрах частиц в радиационных поясах Земли. Это относится как к недостаточности данных о спектрах /особенно в мягкой части/ протонов на высотах, близких к центру внутреннего пояса, так и о спектрах электронов в нем. Весьма грубыми являются также данные о спектре электронов внешнего пояса. Поэтому найденную нами зависимость отдаваемой фотоэлементами мощности от времени их пребывания в радиационных поясах /см.рис. 12а,б/ следует рассматривать лишь как грубую оценку, иллюстрирующую предлагаемый метод рассмотрения таких процессов. При использовании данных рис. 12а следует помнить, что в расчетах для внутреннего пояса учтено лишь действие протонов. Если, как это утверждают некоторые авторы, количество электронов во внутреннем поясе примерно такое же, как во внешнем, то ожидаемое изменение свойств фотоэлементов в этих условиях будет определяться кривыми 2,3 на рис. 12б.

Остановимся кратко на возможности увеличения срока службы Si-фотоэлементов в радиационных полях путем защиты их оптически прозрачными покрытиями. Стеклоанное покрытие с толщиной $0,3 \text{ г/см}^2$ практически полностью исключит действие на фотоэлементы электронов с начальной энергией до 1-1,2 Мэв. Это приведет к уменьшению интенсивности β -излучения, падающего на фотоэлемент во внешнем поясе и способного повреждать решетку /т.е. $T_{\beta} \geq 150 \text{ Кэв/}$, примерно в 1000 раз и, следовательно, весьма существенно продлит время жизни фотоэлемента в этих условиях.

При протонной бомбардировке обеспечить полную защиту от излучения практически невозможно, т.к. уже протоны с энергией 100 Мэв имеют пробеги близкие к 10 г/см^2 . Однако из приведенных на рис. 5 данных следует, что наиболее сильное повреждающее действие на твердое тело оказывают медленные протоны с энергией $T_0 \leq 15-25 \text{ Мэв}$. К тому же в спектре протонов внутреннего пояса число таких частиц относительно очень велико. Учитывая, что пробег протона с энергией 15 Мэв близок к $0,3-0,4 \text{ г/см}^2$ стекла, следует ожидать, что и в этом случае защитное действие покрытий будет довольно эффективным. Для оценки действия защитного покрытия мы вычислили изменение в использованном нами ранее спектре /рис. 1/ протонов с $T_{min} = 5 \text{ Мэв}$ при прохождении их через слой стекла толщиной $0,3 \text{ г/см}^2$ и нашли, что при наличии такой защиты время уменьшения отдаваемой мощности на 25% увеличится примерно в 4 раза^{х/}. Об эффективности подобной защиты свидетельствует также продолжительная работа /свыше 1,5 лет/ защищенных стеклянными покрытиями экспериментальных кремниевых фотоэлементов, установленных на третьем советском ИСЗ^{/23/}.

Полученные результаты являются обнадеживающими и, по-видимому, позволяют надеяться на возможность достаточно длительной эксплуатации Si-фотоэлементов в радиационных поясах Земли. Следует, однако, учесть, что причиной выхода из строя фотоэлементов может явиться не только ядерная бомбардировка, но, например, изменение оптических свойств их поверхности. О возможности таких эффектов сообщалось в работе^{/24/}, где было установлено, что в течение 2-х месяцев /т.е. грубо говоря за $5 \cdot 10^8 \text{ сек/}$ поверхность спутника из зеркальной превратилась в диффузно-отражающую.

Авторы благодарны В.П. Желепову и Н.С. Лидоренко за постоянный интерес к работе и помощь при ее проведении, М.Я. Кузнецовой за помощь в организации изме-

рений интенсивности протонного пучка, Т.М. Головнер за помощь в измерении спектральных характеристик, Ю.И. Логачеву за обсуждение вопросов, связанных с данными о радиационных поясах Земли, Л.П. Писаревой за обсуждение вопросов, связанных со звездобразованием и П.В. Симонову за помощь в монтаже оборудования и в его обслуживании.

Приложение 1

Для иллюстрации пригодности предлагаемых нами методов расчета зависимости отдаваемой фотоэлементами мощности от продолжительности их пребывания в радиационных полях приведем следующий пример.

Как уже указывалось, установленные на американском ИСЗ "Исследователь 6" фотоэлементы уменьшали отдаваемую мощность на 25% при получении дозы $5 \cdot 10^{13}$ /электронов с энергией около 500 Кэв/см². Траектория этого спутника была такой, что примерно 1/4 времени полета он находился в области интенсивных электронных потоков. В соответствии с данными таблицы 1 и найденной нами радиационной повреждающей способностью внешнего пояса /14/, уменьшение отдаваемой мощности на 25% должно было наблюдаться примерно через время

$$t = \frac{1.6 \cdot 10^{-27} \cdot 5 \cdot 10^{13}}{2 \cdot 10^{18}} \cdot 4 = 18 \cdot 10^5 \text{ сек} \approx 19 \text{ суток}$$

после выхода объекта на орбиту. Американские телеметрические данные /11/ показали, что такой спад произошел на 11-12 сутки полета. При грубости использованных предположений и недостаточности имеющихся данных о внешнем радиационном поясе такое согласие можно считать вполне удовлетворительным.

Л и т е р а т у р а

1. С.Н. Вернов, А.Е. Чудаков. УФН, 70, № 4, 1960.
2. С.Н. Вернов, А.Е. Чудаков. Доклады международной конференции по космическим лучам. т. III, стр. 17, 1960 г. /Издательство АН СССР/.
3. Ван Аллен. Доклады международной конференции по космическим лучам, т. 3, стр. 6, 1960 г. /Издательство АН СССР/.
4. S.Freden, R.S.White. Phys. Rev. Lett. 3, No. 1, 9 (1959).
5. J.Naughton, G.Kiffen. Journ. Phys. Soc. Japan 17, Suppl. A-II, 118 (1962).
6. Hoffman, Arnolay, Winckler. Journ. Geophys. Res. 67, No. 1, 1 (1962).
7. Pizella, C.D.Laughlin, B.J.O'Brien. Journ. Geophys. Res. 67, No. 9, 3281 (1962).
8. B.J.O'Brien, J.A.Van Allen, C.D.Laughlin, L.A.Frank. Journ. Geophys. Res. 67, 397 (1962).
9. J.J.Loferski, P.Rappaport. RCA Review 19, No. 4, 536 (1958).
10. M.Wolf. Solar Energy 5, No. 3, 83 (1961).
11. J.M.Denney. "Progress in Astronautics and Rocketry" V.3, 1961, p. 345.
12. Г. Книффен, Р. Пиз. УФН, 80, № 4, 590, 1956 г.
13. J.J.Loferski, P.Rappaport. Phys. Rev. 111, 432 (1958).
14. Динс, Виньярд. Радиационные эффекты в твердых телах. Москва, ИЛ, 1960 г.
15. В.И. Гольданский, А.Л. Любимов, Б.В. Медведев. УФН, 49, № 1, 3, 1953.
16. В. Джелепов, В. Сатаров, Б. Головин. ДАН СССР, 104, № 5, 717, 1955.

17. L.S.Germain, Phys. Rev. 82, No. 5, 596 (1951).
18. Е.Л. Григорьев, А.П. Писарева. ЖЭТФ 31, № 6 /12/, 932 /1956/.
19. F.B.Bjorklund, S.Fernbach. Phys. Rev. 109, 1295 (1958); A.Bratennahl, Phys. Rev. 77, 597 (1950);
R.Wilson et al. Phil. Mag. 1, 1003 (1956); A.Johansson, U.Svanberg, O.Sundberg. Arkiv for Fysik 19, No. 38,
527 (1961); R.E.Richardson, W.P.Ball, C.E.Leith, Jr., Moyer B.J. Phys. Rev. 86, 29-41 (1952);
В.С. Медведь. Определение полных сечений нуклонов с энергией 640 Мэв со сложны-
ми ядрами. Дипломная работа. Дубна, 1954 г.
20. J.V.Cumming, G.Friedlander, C.E.Swartz. Phys. Rev. 111, 1386 (1958).
21. Ю.Д. Прокошкин, А.А. Тяпкин. ЖЭТФ 32, 177 /1957/.
22. E.Verne. RSI 22, No. 7, 509 (1951).
23. В.С. Вавилов, А.П. Ландсман, В.К. Субашиев. Искусственные спутники Земли. № 3,
1959 г. /Издательство АН СССР/.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 марта 1963 года.

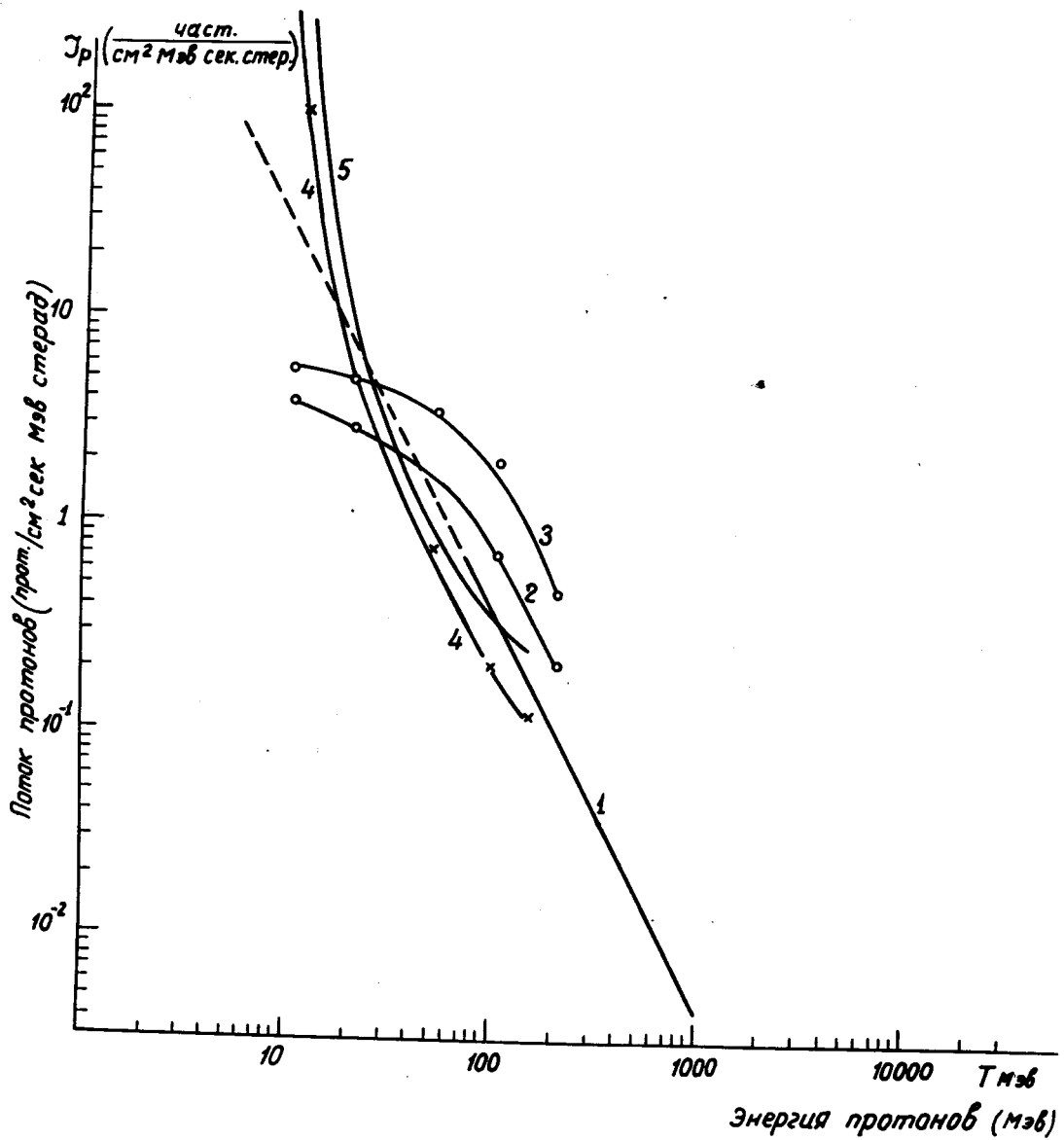
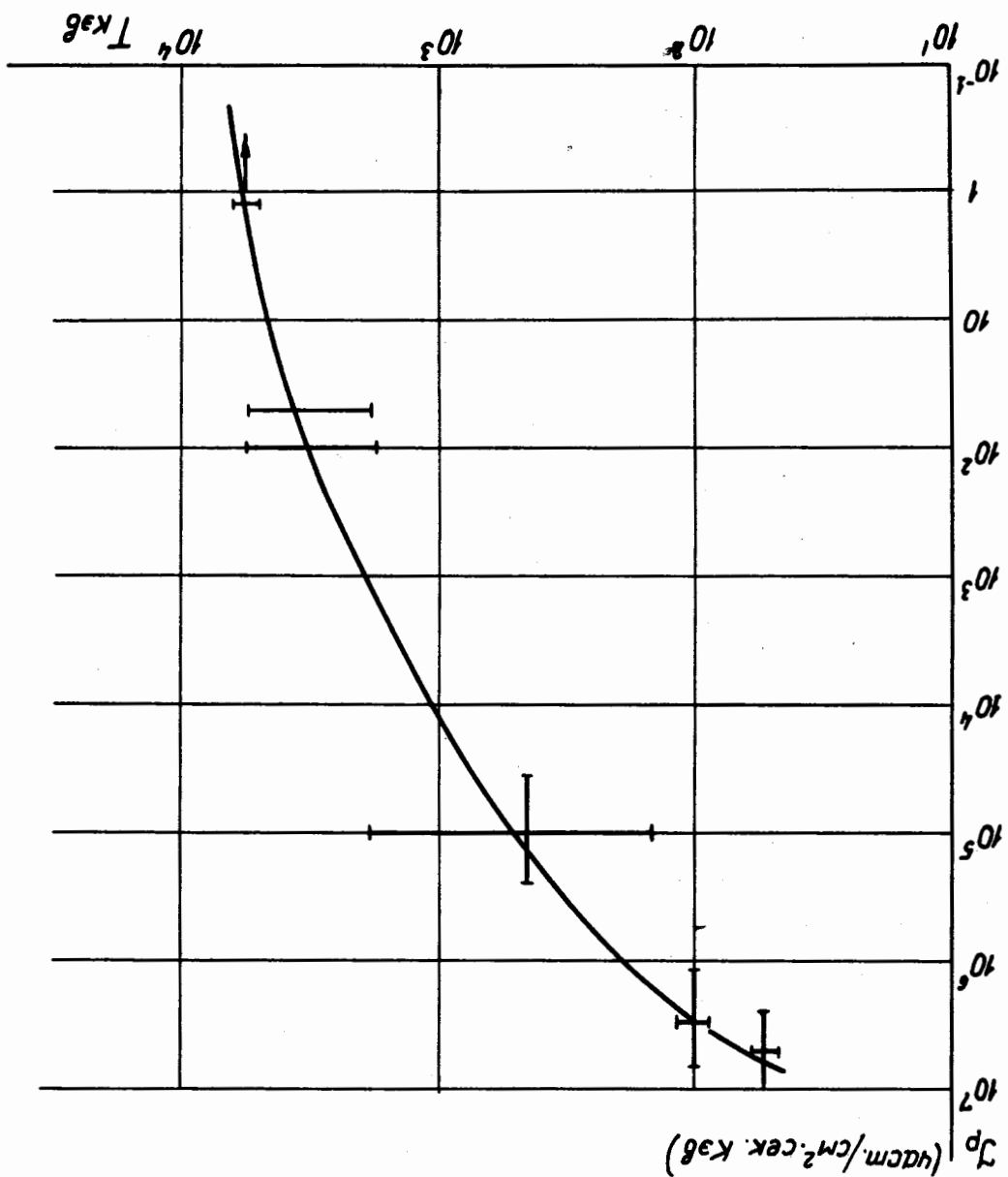


Рис. 1. Дифференциальные энергетические спектры протонов во внутреннем радиационном поясе на разных высотах и геомагнитных широтах.

1	-	спектр на высоте 1200 км	/4/
2	-	" "	1400 /5/
3	-	" "	1600 /5/
4	-	" "	1800 /5/
5	-	" "	1884 /5/

Каждая из приведенных кривых соответствует определенной геомагнитной широте. При расчетах, выполненных в этой работе /см.раздел 3/, в качестве протонного спектра использовалась перенормированная кривая 1 и ее экстраполяция в область малых энергий, изображенная на рисунке пунктиром.

Рис. 2. Дифференциальный энергетический спектр электронов во внешнем радиационном поле.



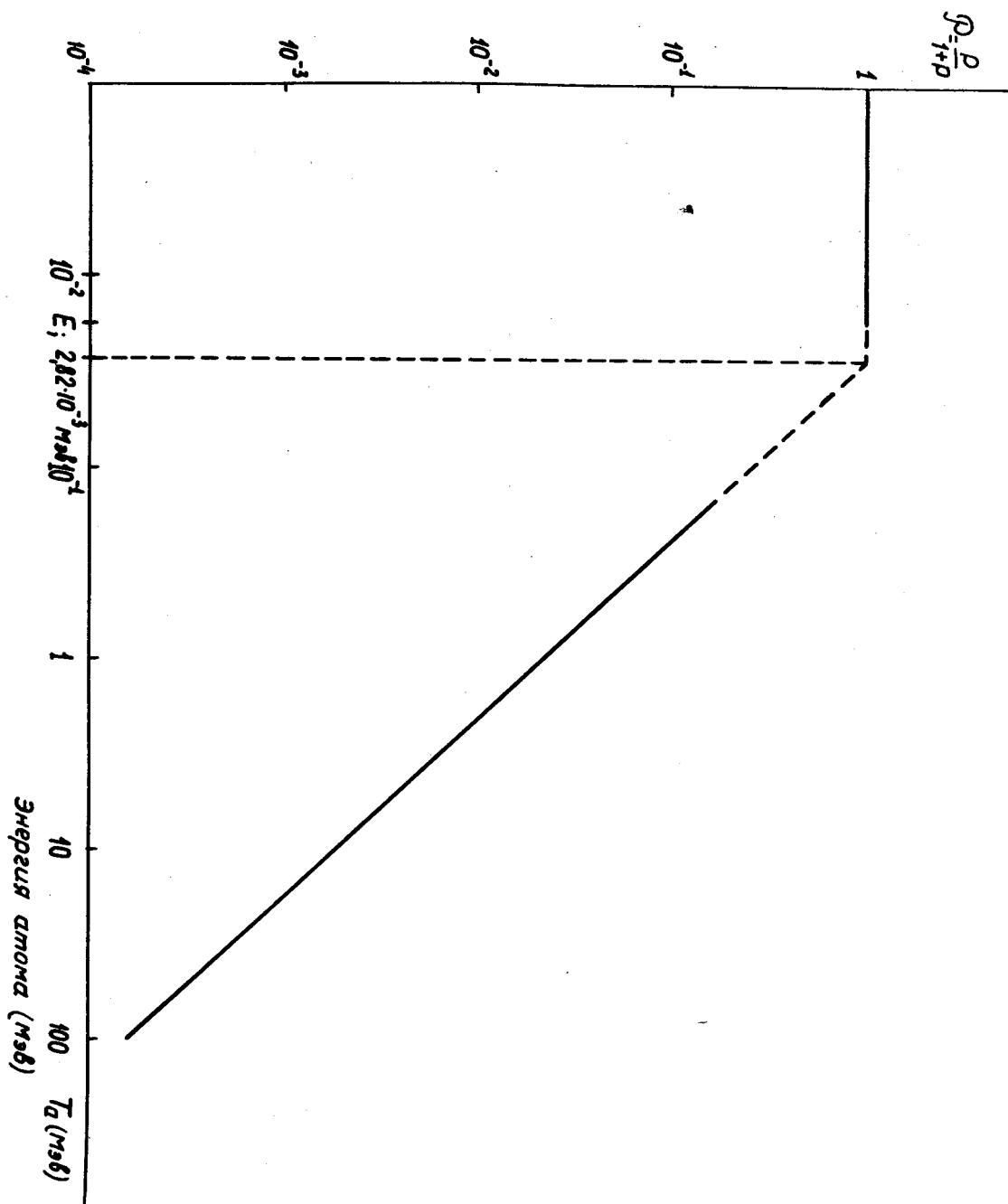
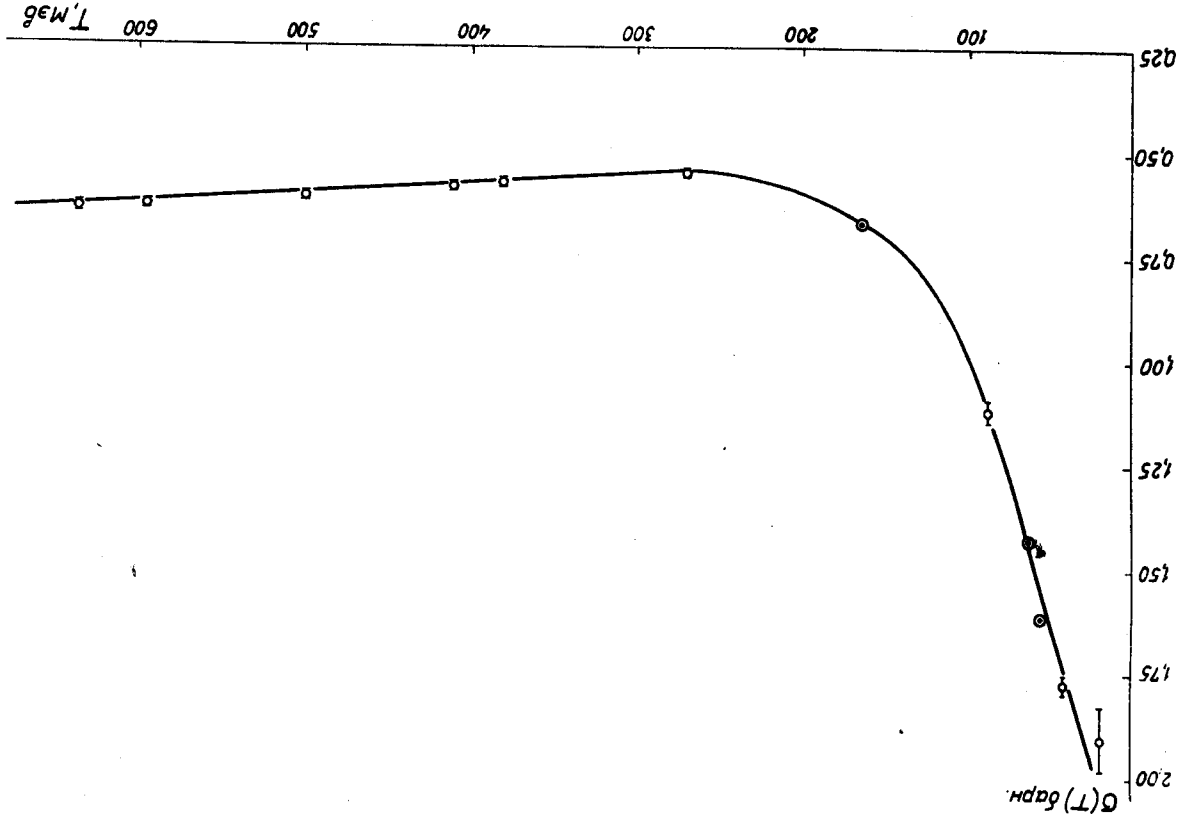


Рис. 3. Зависимость величины $\frac{P}{1+P}$ от энергии атома.

Рис. 4. Энергетическая зависимость полного сечения взаимодействия нейтронов с алю-
минием.



1 - пучок протонов, 2 - система освещения, 3 - волновой фильтр, 4 - фотоэлементы, 5 - ионизационная камера, 6 - коллиматор, 7 - защитная стена.

Рис. 6. Общая схема опыта.

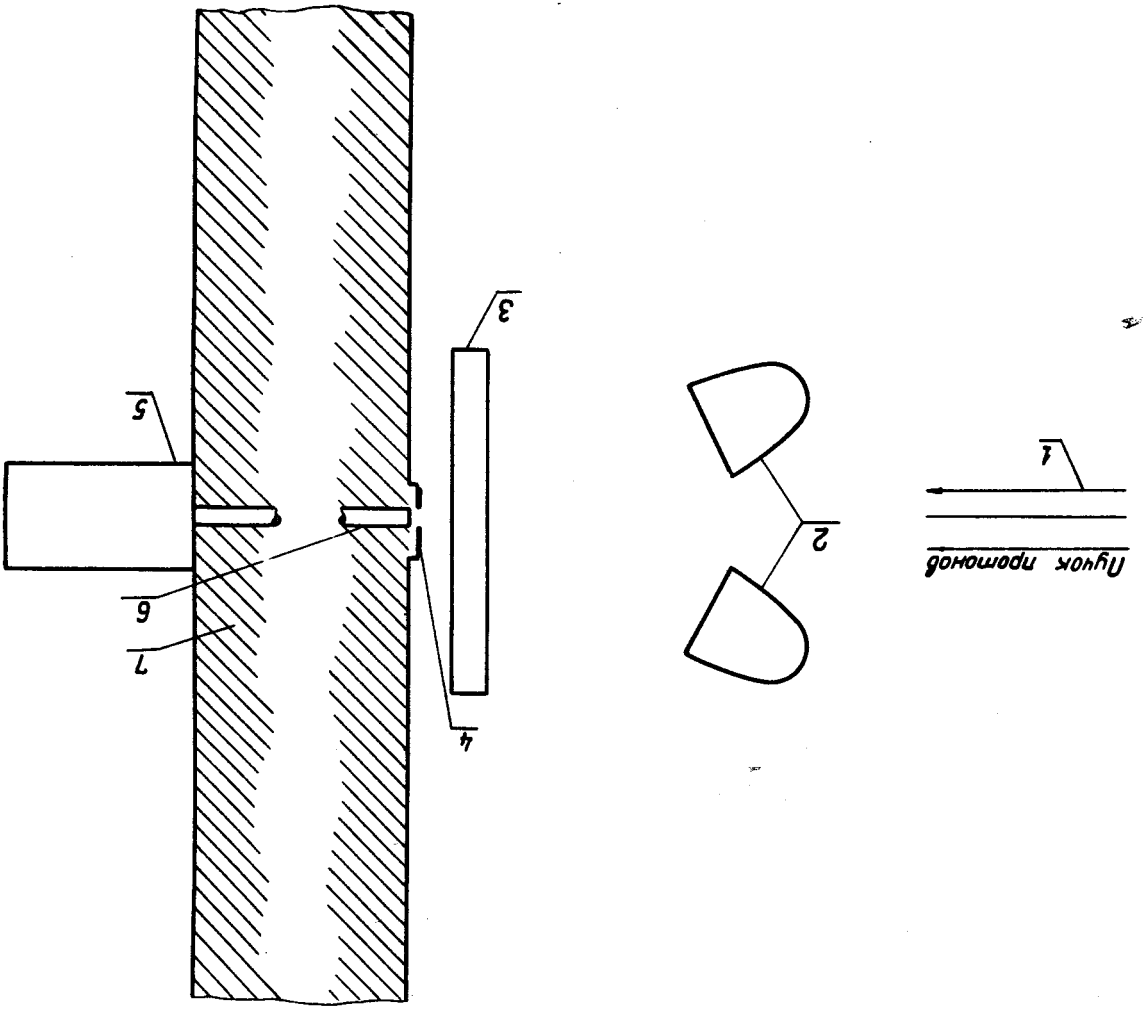


Рис. 7. Спектральные характеристики осветительной системы. 1 - без фильтра, 2 - с волновым фильтром.

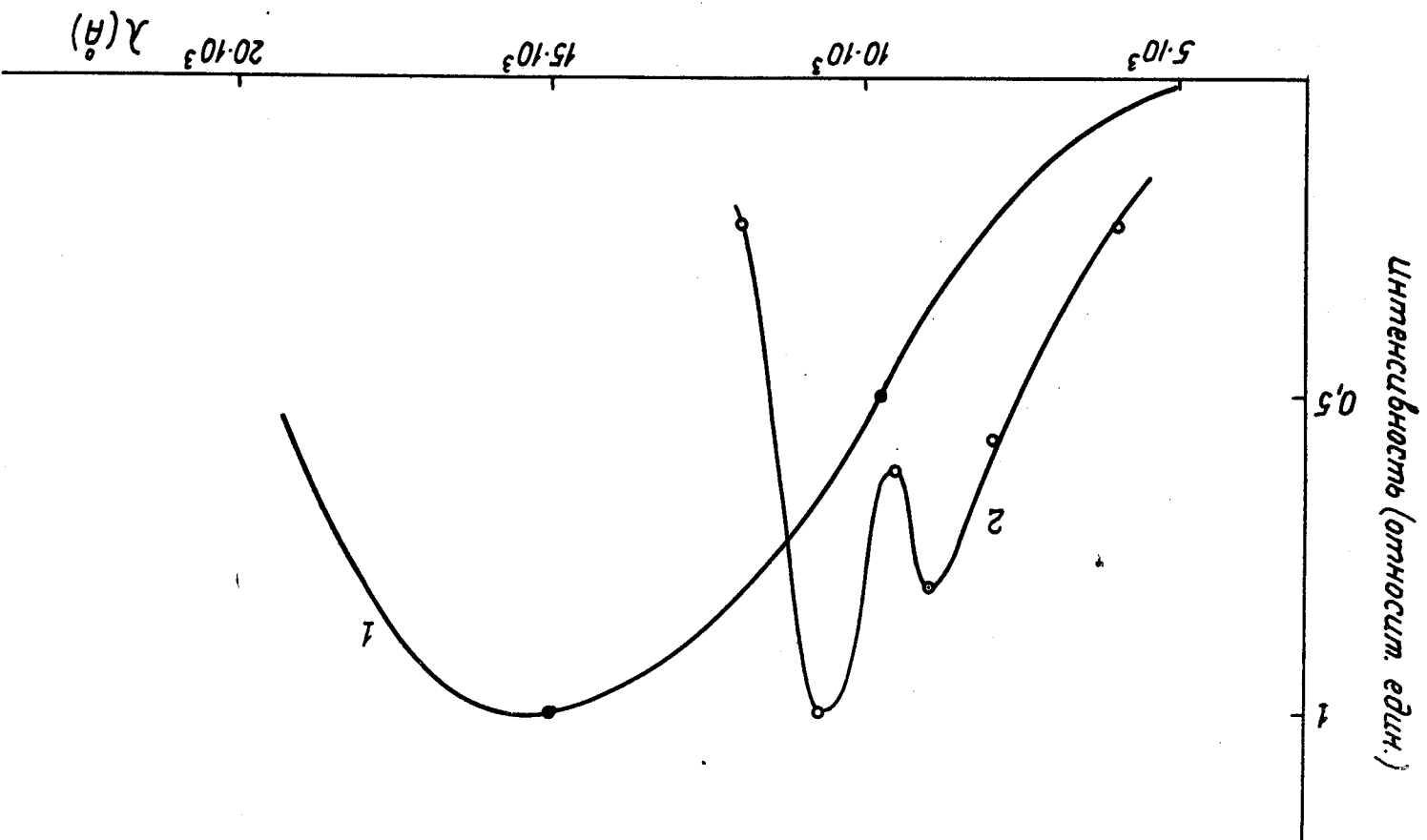


Рис. 8. Нарядовые характеристики фотоэлемента при различных дальностях лозах
 1 - до облучения, 2 - $2.1 \cdot 10^{12}$ прот/см², 3 - $2.0 \cdot 10^{13}$ прот/см²,
 4 - $1.5 \cdot 10^{14}$ прот/см², 5 - $2.0 \cdot 10^{14}$ прот/см².

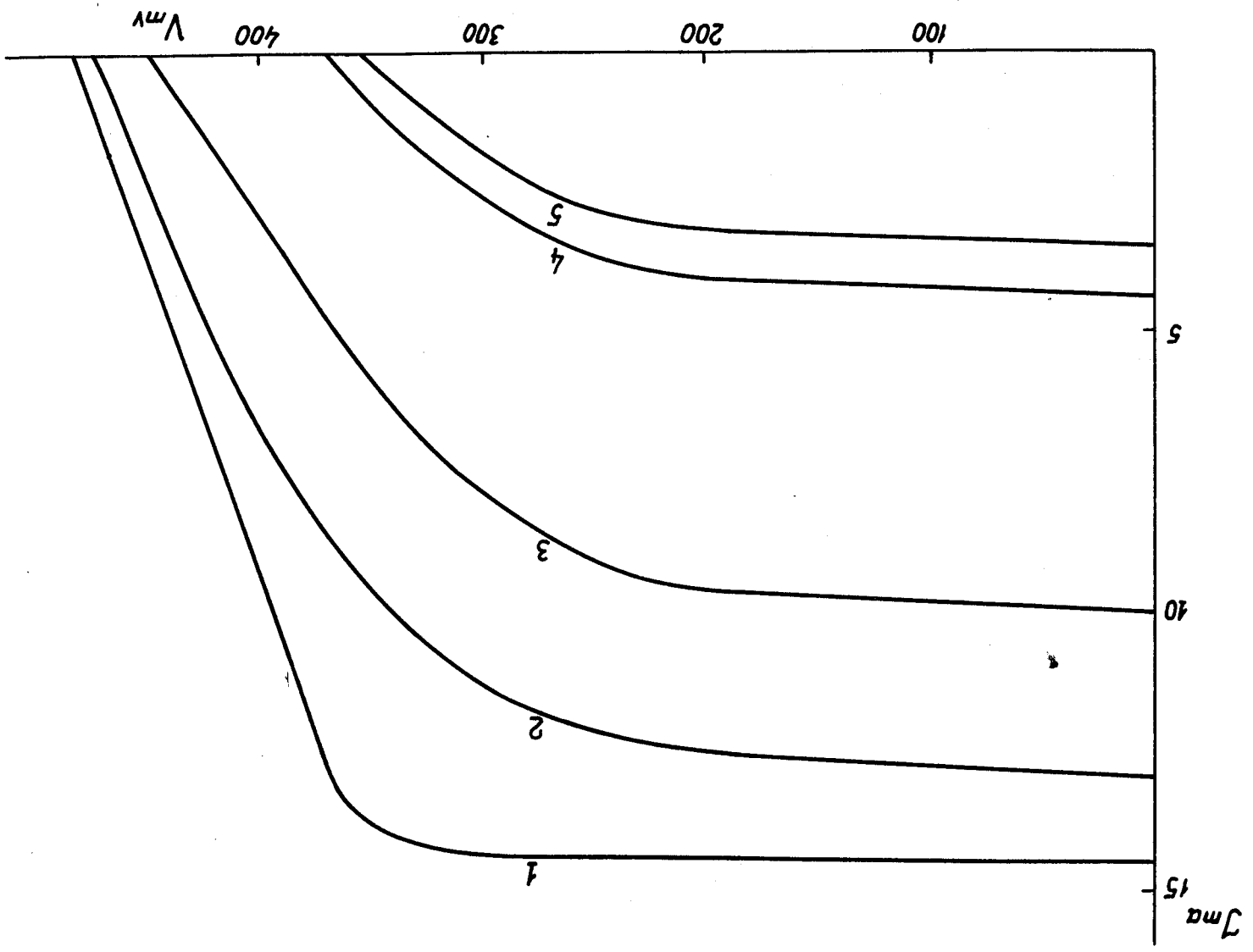


Рис. 10. Зависимость максимальной мощности фотоэлемента P_{max} от разности потенциалов U_{xx} и напряжения холостого хода U_{xx0} . P_{max} - максимальная мощность необлученного фотоэлемента. P_0 - среднее по всем изученным образцам.

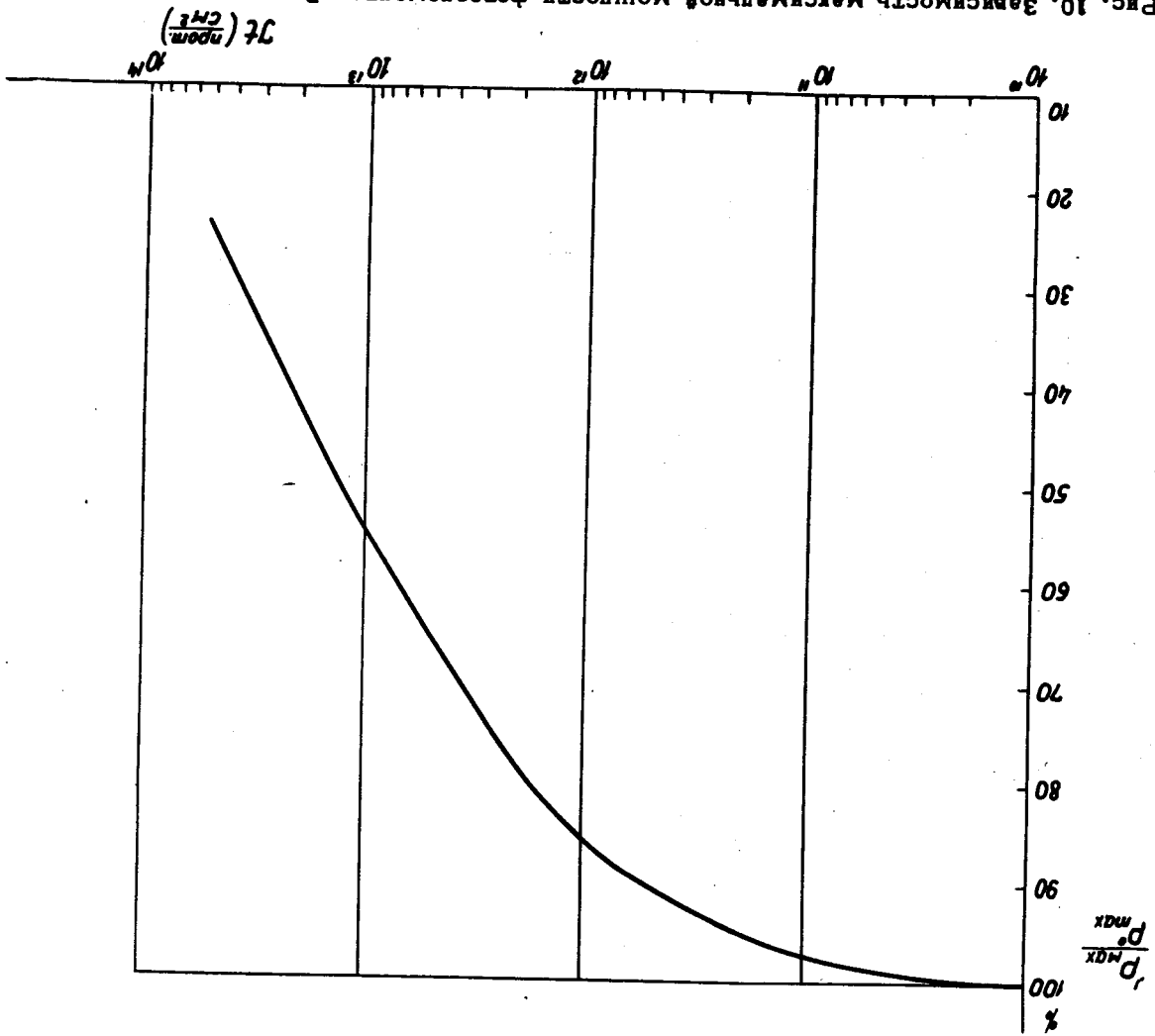


Рис. 9. Зависимость тока короткого замыкания $I_{кз}$ и напряжения холостого хода U_{xx0} фотоэлемента от разности потенциалов U_{xx} .

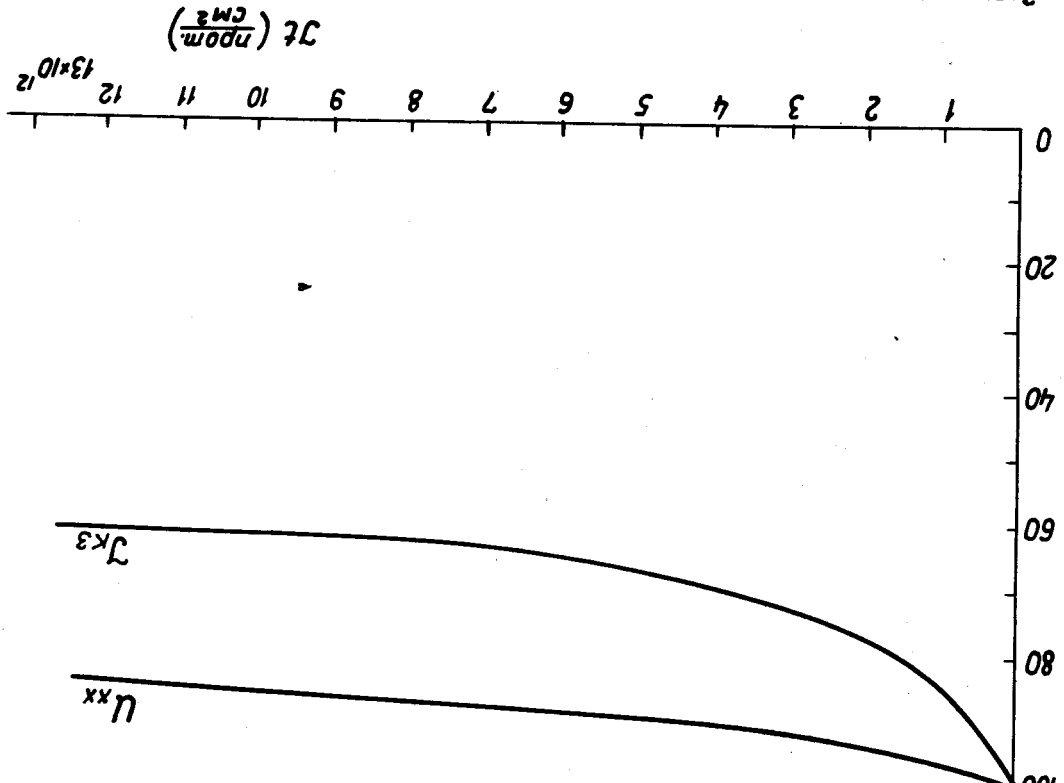


Рис. 11. Спектральные характеристики фотоэлемента до и после облучения протонами.
 1 - до облучения, 2 - после облучения 3.10^{14} прот/см 2 .

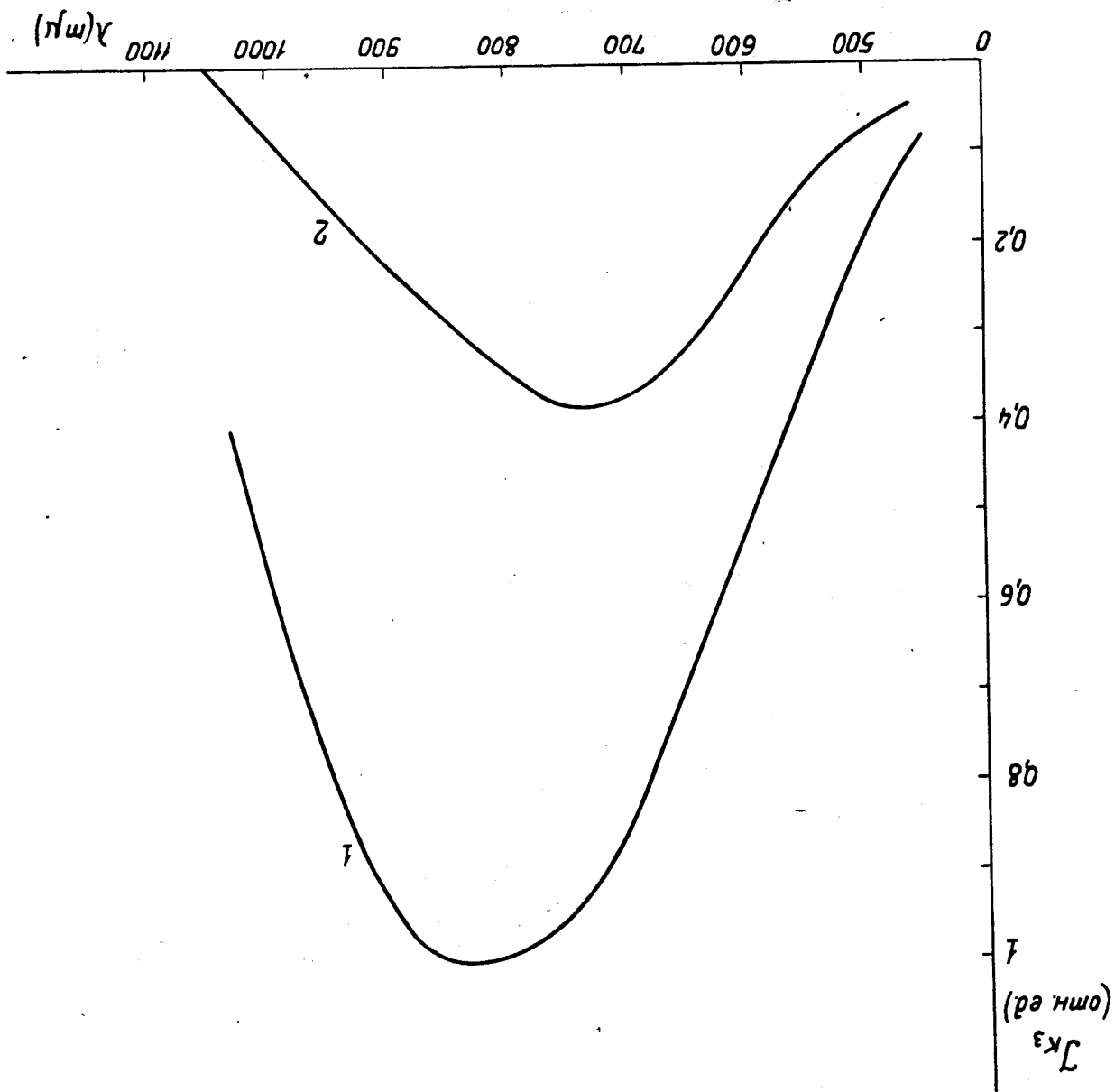


Рис. 12а. Максимальная мощность фотоэлементов в зависимости от времени пребывания их в центральных областях радиационных поясов. Учено только дейст-
 вие протонов с нижней границей спектра:
 1 - 1 Мэв
 2 - 3 Мэв
 3 - 5 Мэв
 4 - 10 Мэв.

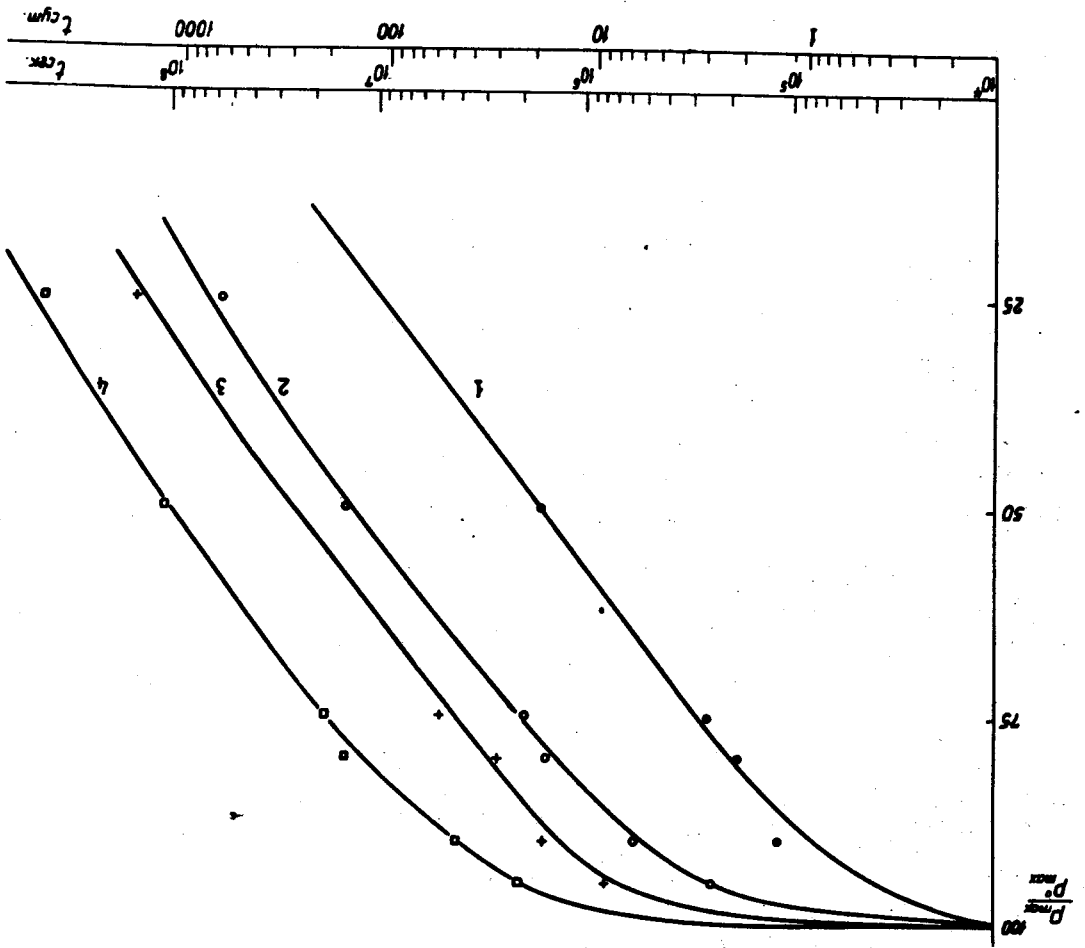


Рис. 126. Максимальная мощность фотоэлементов в зависимости от времени пребывания их в центральных областях радиационных поясов.

1 - внешний радиационный пояс / только электроны со спектром рис. 2/
 2 - внутренний радиационный пояс /учтено действие протонов с нижней границей спектра 1 Марс и электронов со спектром рис. 2/
 3 - внутренний радиационный пояс /учтено действие протонов с нижней границей спектра 5 Марс и электронов со спектром рис. 2/
 4 - внутренний радиационный пояс /учтено действие протонов с нижней границей спектра 10 Марс и электронов со спектром рис. 2/.

