

УДК 678:01:54

**РАДИАЦИОННАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ  
И РАДИАЦИОННАЯ ПОЛЗУЧЕСТЬ ПОЛИМЕРОВ**

*C. Э. Вайсберг, В. П. Сичкарь, В. Ф. Степанов,  
В. Л. Карпов*

Хорошо известно, что при воздействии излучений высокой энергии на полимеры очень сильно и обратимо увеличивается их электропроводность [1—6] и скорость ползучести (крип) [7—12]. Каждый из этих радиационных эффектов носит общий характер в отношении всех классов полимеров и всех видов ионизирующих излучений. Ни для каких других свойств полимеров не было обнаружено столь же сильных и общих по своему характеру обратимых радиационных изменений. Однако никакой связи между природой радиационной электропроводности полимеров и природой их радиационной ползучести до сих пор не усматривалось. Напротив, для объяснения каждого из этих радиационных эффектов существует своя физическая модель со своей собственной количественной оценкой эффекта. В настоящей статье для обоих эффектов предлагается единый подход с точки зрения их природы и количественных зависимостей.

**Радиационная электропроводность.** Для объяснения эффекта радиационной электропроводности полимеров Фаулером [1] была использована модель Роуза [13—15] для фотопроводимости полупроводников и диэлектриков. Эта модель сводится к электронно-дырочной проводимости, обусловленной генерацией излучением носителей тока в зону проводимости, их рекомбинацией с зарядами противоположного знака и тепловым равновесием носителей между зоной проводимости и центрами захвата (ловушками), расположенными в запрещенной зоне и распределенными экспоненциально по их глубине от дна зоны проводимости. Модель Фаулера — Роуза обуславливает следующую зависимость радиационной проводимости ( $\kappa$ ) от интенсивности излучения ( $j$ ) и абсолютной температуры ( $T$ ) [13]:

$$\kappa \sim (Aj)^{\frac{T_1}{T_1+T}} B^{\frac{T}{T_1+T}}, \quad (1)$$

где  $A$  и  $B$  параметры, слабо зависящие от температуры (причем обычно  $B \gg Aj$ , а  $T_1$  — так называемая характеристическая температура, являющаяся параметром экспоненциального распределения ловушек (с общей концентрацией  $N$ ) по энергии ( $E$ ):

$$\frac{dN}{dE} = \frac{N}{kT_1} e^{-E/kT_1} \quad (2)$$

Формула (1) требует степенную зависимость  $\kappa$  от  $j$ , а также (в случае  $T_1 \gg T$ ) экспоненциальную зависимость  $\kappa$  от  $T$ , а не от  $1/T$  (как это часто принимают, исходя из активационного характера температурной зависимости). Степенная зависимость  $\kappa$  от  $j$  с требуемым теорией показателем степени  $0,5 < \Delta = \frac{T_1}{T_1 + T} < 1$  подтверждена многочисленными экспери-

ментами [1, 2]. На рис. 1, а приведены экспериментальные данные по такой зависимости в случае  $\gamma$ -облучения полиэтилена (ПЭ) при трех температурах: 160, 300 и 380° К. При этом коэффициент  $\Delta$ , определяющий наклон прямых  $\lg \chi = f(\lg j)$ , имеет следующие значения:  $\Delta_{160} = 0,96$ ;  $\Delta_{300} = 0,84$ ;  $\Delta_{380} = 0,78$ . Беря значение  $\Delta_{300}$  за основу для вычисления  $T_1$ , получим  $T_1 = 1600^{\circ}$  К; тогда вычисленные значения  $\Delta_{160} = 0,91$  и  $\Delta_{380} = 0,81$  не очень сильно расходятся с экспериментальными значениями.

Что касается температурной зависимости радиационной проводимости, то в случае принятия ее активационного характера приходится выделять различные температурные области с разными энергиями активации [3, 5, 6], а также прибегать к объяснениям, касающимся увеличения радиационного выхода носителей тока при достижении критической концентрации накоцленных стабилизированных зарядов [16], что, по-видимому, может иметь место лишь при очень низких температурах, близких к  $-196^{\circ}$  и ниже. Вместо этого при интерпретации наших экспериментов мы исходили из температурной зависимости радиационной электропроводности, вытекающей из формулы (1). Данные для ПЭ приведены на рис. 1, б.

Экспериментальную зависимость  $\lg \chi = f(T)$  вполне можно интерпретировать в соответствии с формулой (1) как прямую. Наблюдаемые при этом не очень существенные искажения относятся к тем областям температур, где имеют место пики термостимулированного тока (ТСТ) в предварительно облученном при низкой температуре ПЭ [17, 18]. Следует особо подчеркнуть, что наклон прямой в зависимости  $\lg \chi = f(T)$  составляет  $0,010-0,012 \text{ град}^{-1}$ , что очень хорошо согласуется с соответствующим

значением, вычисленным из формулы (1):  $\frac{\lg B}{T_1 + T} \approx 0,010$ , где взято об-

щепринятое значение  $B \approx 10^{19}$  (эффективное число состояний вблизи дна зоны проводимости), а  $T_1$  составляет  $1600^{\circ}$  К в соответствии с ранее найденным нами значением.

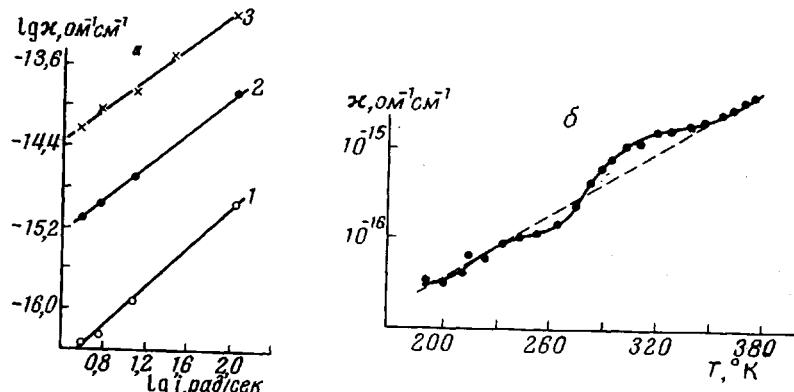


Рис. 1. Зависимость радиационной электропроводности ПЭ высокого давления от интенсивности  $\gamma$ -излучения  $\text{Co}^{60}$  (а) и от температуры (б) ( $j = 5,7 \text{ рад/сек}$ ): 1 — 160; 2 — 300; 3 — 380° К

Методика наших экспериментов по радиационной электропроводности соответствовала описанной в [17] с той лишь разницей, что опыты были проведены в процессе  $\gamma$ -облучения, чем была вызвана необходимость компенсации тока комптоновских электронов, а также необходимость выноса регистрирующих приборов за биологическую защиту кобальтовой установки; метод дозиметрии — ферросульфатный.

Не только качественное, но и количественное совпадение экспериментальных данных по радиационной электропроводности полимеров, а так-

же по ее спаду после прекращения облучения [1] с выводами из модели Фаулера — Роуза является очень существенным доводом в пользу этой модели.

Однако следует заметить, что наличие пиков ТСТ [17, 18] и термолюминесценции [19—21] в предварительно облученных при низкой температуре полимерах не согласуется с этой моделью. Можно было бы допустить некоторое усложнение модели за счет наложения некоторой дискретности на экспоненциальное распределение ловушек, однако и это допущение, согласующееся с фактом появления пиков ТСТ и термолюминесценции, не объясняет наблюдаемую корреляцию этих пиков со структурными переходами [19], с рекомбинацией свободных радикалов [18] и в общем случае с молекулярными движениями [17, 21] в полимерах. В связи с этим ряд авторов [20—22] отвергают модель Фаулера — Роуза, принимая вместо термического равновесия носителей тока между ловушками и зоной проводимости непосредственное движение захваченных зарядов либо от ловушки к ловушке [21], либо вместе с ловушками [18, 22], за которые в последнем случае принимаются свободные радикалы. В работе [20] приводятся доводы в пользу отсутствия мелких ловушек в ПЭ и в пользу свободных радикалов, являющихся превалирующим видом ловушек. Однако это не отвечает наблюдаемому отсутствию зависимости стационарно установившейся радиационной электропроводности от дозы облучения в случае не очень больших доз (порядка единиц *Мрад*) [23]. В конце настоящей статьи нами будет показано, что разобраные здесь противоречия могут быть устраниены при сохранении модели Фаулера — Роуза.

**Радиационная ползучесть.** Другим сильным обратимым радиационным эффектом в полимерах является радиационная ползучесть, т. е. резко увеличенная в радиационном поле скорость неупругой деформации. Объяснение этого эффекта было предложено Мокульским и Лазуркиным [7—10] на основе представления о тепловых вспышках, т. е. сильно разогретых микрообластях в полимере, возникших в результате поглощения энергии быстрых частиц (например, комптоновских электронов) на конечном участке их пробега и дальнейшей передачи этой энергии в виде тепла по законам теплопроводности. Любой зависящий от температуры кинетический процесс (в том числе и ползучесть) протекает в этих микрообластях с гораздо большей скоростью, чем в основной массе полимера. При достаточно большой концентрации тепловых вспышек суммарная скорость процесса будет определяться его скоростью в разогретых микрообластях. Количественная сторона такой модели определяет следующую зависимость скорости радиационной ползучести ( $v$ ) от интенсивности излучения ( $j$ ) и силового напряжения ( $\sigma$ ) [9, 10]:

$$v \sim j(U_0 - \gamma\sigma)^{-\frac{2}{3}}, \quad (3)$$

где  $(U_0 - \gamma\sigma)$  — величина активационного барьера для ползучести по Журкову,  $\gamma$  — структуро-чувствительный коэффициент в формуле Журкова [24]. Модель Мокульского — Лазуркина приводит к отсутствию температурной зависимости радиационной ползучести.

Нами были изучены зависимости скорости радиационной ползучести ориентированных волокон капрона и частично пленок полиметилметакрилата от интенсивности электронного (1,3 *МэВ*) излучения, температуры и напряжения. Методика наших измерений аналогична описанной в [25] с той лишь разницей, что опыты проводили в процессе облучения на линейном ускорителе электронов с дистанционной регистрацией измеряемых характеристик; метод дозиметрии — бумажный и калориметрический; метод терmostатирования образцов — обдув азотом заданной температуры. Результаты экспериментов приведены на рис. 2—4 (на рис. 4 вместо скоро-

сти радиационной ползучести использована пропорциональная ее обратной величине долговечность:  $\tau \sim \frac{1}{v}$ ). Эти результаты свидетельствуют о степенной зависимости скорости радиационной ползучести от интенсивности излучения и экспоненциальной ее зависимости от температуры и нагрузки

$$v \sim j^\Delta e^{\alpha\sigma + \beta T} \quad (4)$$

Формула (4) существенным образом отличается от формулы (3) Мокульского — Лазуркина. Следует отметить, что наши данные по зависимости ползучести капрона от нагрузки в процессе облучения быстрыми электронами (рис. 4) идентичны по наклону прямых аналогичным данным работ [26, 27], полученным при УФ-облучении ( $\sim 5$  эв). Это свидетельствует об одинаковой природе радиационной ползучести в этих двух случаях, тогда как модель Мокульского — Лазуркина к УФ-облучению принципиально неприменима как из-за малой энергии поглощаемых фотонов, так и вследствие неприменимости законов теплопроводности к рассеянию энергии поглощенных фотонов.

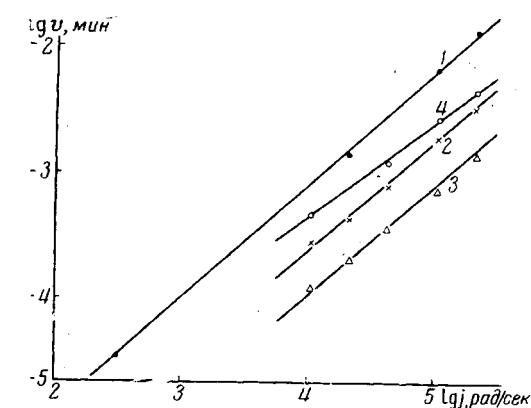


Рис. 2. Зависимость скорости радиационной ползучести от интенсивности облучения электронами ( $1,3 \text{ MeV}$ );  $298^\circ \text{K}$ ; среда — азот

1—3 — ориентированные волокна капрона при  $\sigma = 60, 40$  и  $22 \text{ кГ/мм}^2$  соответственно (нижняя точка на прямой 1 получена при  $\gamma$ -излучении  $\text{Co}^{60}$ ); 4 — пленки полиметилметакрилата при  $\sigma = 1,75 \text{ кГ/мм}^2$

электропроводности. В обоих случаях наблюдается степенная зависимость от интенсивности излучения (для радиационной ползучести капрона  $\Delta_{298^\circ \text{K}} = 0,89$ , а полиметилметакрилата  $\Delta_{298^\circ \text{K}} = 0,75$ ). В обоих случаях также имеет место экспоненциальная зависимость от абсолютной температуры, причем для радиационной ползучести капрона, как и для радиационной электропроводности ПЭ, коэффициент, определяющий наклон

прямой  $\lg v = f(T)$  численно хорошо совпадает с величиной  $\frac{\lg B}{T_1 + T}$

в формуле (1), дающей для капрона значение  $0,007 \text{ град}^{-1}$  в соответствии с  $T_1 = \frac{T \cdot \Delta}{1 - \Delta} = \frac{298 \cdot 0,89}{0,11} = 2400^\circ \text{K}$ , тогда как экспериментальное значение наклона (рис. 3) составляет  $0,006 \text{ град}^{-1}$ ; коэффициент  $\beta$  в формуле (4) для капрона в соответствии с этим значением равен  $\beta = 2,3 \cdot 0,006 = 0,014 \text{ град}^{-1}$ .

О природе обратимых радиационных эффектов для проводимости и ползучести. На основании изложенного мы выдвигаем гипотезу об общности природы обратимых радиационных эффектов для электропроводности и ползучести полимеров и о применимости к обоим эффектам модели Фаулера — Роуза. Такая общность может заключаться во взаимодействии тепловых электронов проводимости с напряженными химическими связями молекул полимера. Постулируется, что химические связи, приобретая вследствие их деформации положительное средство к электрону, стано-

вятся ловушками для электронов. При этом, если средство к электрону превышает остаточную прочность связи, то в результате выделения энергии при захвате электрона связь рвется.

В ненагруженном полимере ловушками, по-видимому, являются напряженные участки, присутствующие благодаря дефектам структуры. При нагружении к этим ловушкам добавляются «работающие» связи, разрыв которых помимо флюктуационно-термического механизма обусловлен в случае воздействия ионизирующего излучения также и захватом электронов проводимости. В случае преобладания второго механизма (при достаточно высокой интенсивности излучения, а также достаточно низкой температуре или нагрузке) наблюдается радиационная ползучесть. Отсюда

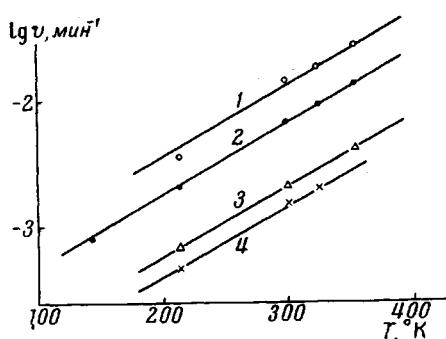


Рис. 3

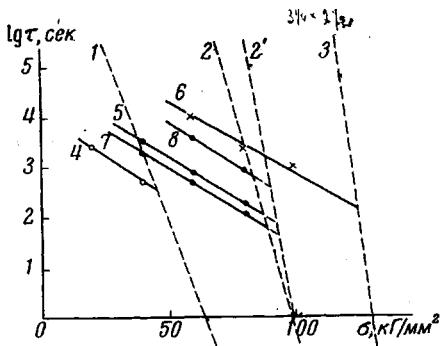


Рис. 4

Рис. 3. Зависимость скорости радиационной ползучести ориентированных волокон капрона в процессе облучения электронами ( $1,3 \text{ МэВ}$ ) от температуры; среда — азот;  $\sigma = 60$  (1, 2, 4) и  $40 \text{ кГ/мм}^2$  (3);  $j = 2 \cdot 10^5$  (1),  $1 \cdot 10^5$  (2, 3) и  $2 \cdot 10^4 \text{ рад/сек}$  (4)

Рис. 4. Зависимость долговечности ориентированных волокон капрона в процессе облучения электронами ( $1,3 \text{ МэВ}$ ) от нагрузки; среда — азот; 1—3 — на воздухе без облучения при температурах,  $^\circ\text{К}$ : 1 —  $403$ ; 2 —  $298$  и 3 —  $145^\circ$  [26]; 2' — в вакууме без облучения при  $298^\circ$  [27]; 4 —  $403^\circ$ ,  $j = 1 \cdot 10^5 \text{ рад/сек}$ ; 5 —  $298^\circ$ ,  $j = 1 \cdot 10^5 \text{ рад/сек}$ ; 6 —  $143^\circ$ ,  $j = 1 \cdot 10^5 \text{ рад/сек}$ ; 7 —  $298^\circ$ ,  $j = 2 \cdot 10^5 \text{ рад/сек}$ ; 8 —  $298^\circ$ ,  $j = 2 \cdot 10^4 \text{ рад/сек}$

прямая пропорциональность скорости радиационной ползучести по отношению к концентрации электронов проводимости, определяемой, как и радиационная электропроводность, формулой (1), что обуславливает степенную зависимость от интенсивности и экспоненциальную зависимость от температуры с требуемыми численными значениями коэффициентов.

Предполагая далее, что образуемые при нагружении дополнительные деформированные связи обладают тем же распределением по средству к электрону, что и исходные ловушки, можно вывести также экспоненциальную зависимость скорости радиационной ползучести от напряжения. Действительно, поскольку активационный барьер деформированной связи определяется по Журкову величиной  $U_0 - \gamma\sigma$ , то концентрация тех из работающих связей, которые рвутся при захвате электрона, определяется в соответствии с формулой (2) величиной ( $N_0$ )

$$N_0 = \int_{U_0 - \gamma\sigma}^{\infty} \frac{N'}{kT_1} e^{-E/kT_1} dE = N'(U_0 - \gamma\sigma)/kT_1, \quad (5)$$

где  $N'$  — общая концентрация работающих связей, обладающих положительным средством к электрону. Формула (5) определяет также численное значение коэффициента  $\alpha$  в формуле (4):  $\alpha = \gamma/kT_1$ . Для капрона при  $\gamma = 2,8 \cdot 10^{-14} \text{ эрг} \cdot \text{кГ}^{-1} \text{мм}^2$  (вакуум или инертная среда) [27] и  $T_1 = 2400^\circ \text{ К}$ ,  $\alpha = 0,08 \text{ кГ}^{-1} \text{мм}^2$ , что хорошо совпадает с экспериментальным значением  $0,07 \text{ кГ}^{-1} \text{мм}^2$ , определенным из рис. 4. Таким образом, все три

коэффициента  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\Delta$  в формуле (4) определяются одним параметром  $T_1$ :

$$\alpha = \frac{\gamma}{kT_1}; \quad \beta = \frac{2,3 \cdot 19}{T_1 + T}; \quad \Delta = \frac{T_1}{T_1 + T}$$

О том, что напряженные связи или напряженные участки могут быть ловушками для электронов, имеются указания в работах [28, 29]. Об этом свидетельствует также простое соображение, что, например, С—С-связь в полимерной молекуле, не обладающая положительным сродством к электрону, после разрыва дает свободные радикалы со сродством к электрону до 2 эв; по-видимому, увеличивающаяся деформация С—С-связи, рассматриваемая как постепенный переход к разрыву, должна обеспечивать увеличение сродства к электрону вплоть до значения, соответствующего свободному радикалу.

Следует особо остановиться на выводе Никольского [20] об отсутствии мелких ловушек для электронов в ПЭ. Этот вывод сделан на основании очень больших значений потенциалов фотоионизации (2–3 эв) для системы ловушка — электрон. Однако это обстоятельство может быть объяснено не отсутствием мелких ловушек, а очень сильным отличием потенциала фотоионизации от сродства ловушки к электрону за счет смещения атомов при захвате электрона, приводящего к указанному отличию по принципу Франка — Кондона. На возможность такого смещения атомов указывается в работе [29]. Аналогичный эффект для случая полярона в ионном кристалле предсказывает квантово-механическая теорема «1 : 2 : 3 : 4» Пекара [30], по которой потенциал фотоионизации втрое превышает сродство к электрону.

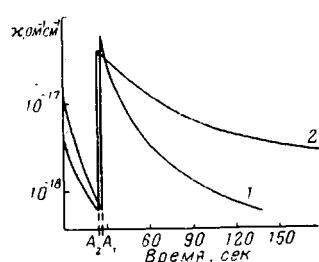


Рис. 5. Спад радиационной электропроводности ориентированной пленки ПЭ низкого давления после облучения дозой 0,5 Мрад в нагруженном состоянии при  $\sigma = 1,85$  (1) и  $2,96 \text{ кГ/мм}^2$  (2).

Точки  $A_1$  и  $A_2$  — моменты снятия нагрузки. Начало отсчета времени через  $\sim 5$  мин. после прекращения облучения. Температура облучения и измерения — комнатная

Температура облучения и измерения — комнатная

Если напряженные связи являются ловушками для электронов, то из этого вытекает, что после облучения нагруженного полимера и последующего снятия нагрузки должен наблюдаться всплеск электропроводности за счет освобождения в зону проводимости той части электронов, которая была захвачена работающими связями. Такой всплеск по аналогии с термостимулированным током можно назвать пьезостимулированным током. Эффект пьезостимулированного тока следует ожидать при достаточной концентрации работающих связей.

Нами был проделан соответствующий эксперимент с полиэтиленовой пленкой, подвергнутой предварительной ориентации (семикратной вытяжке) для увеличения относительной концентрации работающих при нагрузке связей. Результаты представлены на рис. 5. Они свидетельствуют о наличии существенного эффекта пьезостимулированного тока (даже при комнатной температуре предварительного облучения). При аналогичном опыте с неориентированной полиэтиленовой пленкой подобный эффект лишь незначительно превышал ошибку опыта.

Отождествление ловушек с напряженными связями, присущими в полимере благодаря дефектам структуры, позволяет, не отвергая модели Фаулера — Роуза, объяснить появление пики ТСТ и термолюминесценции в облученных при низкой температуре полимерах и связать эти пики со структурными переходами. Такое объяснение заключается в возможном снижении концентрации ловушек в результате снятия напряжений с некоторой части связей при размораживании молекулярных движений. При этом причина всплесков электропроводности и люминесценции та же, что и для пьезостимулированного тока.

## Выводы

1. Получены экспериментальные данные о зависимостях радиационной электропроводности полиэтилена от интенсивности излучения и температуры. Продемонстрировано количественное совпадение этих данных с выводами, вытекающими из модели Фаулера — Роуза.

2. Получены экспериментальные данные по зависимостям радиационной ползучести капрона от интенсивности излучения, температуры и нагрузки. Обнаружена аналогия таких зависимостей от интенсивности и температуры с требуемыми по теории Фаулера — Роуза для радиационной электропроводности.

3. Принята гипотеза о природе ловушек для электронов в полимерах, отождествляющая их с деформированными химическими связями. Экспериментально подтверждено следствие из этой гипотезы, связанное с эффектом пьезостимулированного тока в облученных полимерах.

4. Выдвинута гипотеза о природе радиационной ползучести полимеров, связанной с взаимодействием тепловых электронов проводимости с напряженными связями в молекулах полимера. Гипотеза позволяет объяснить наблюдаемые зависимости радиационной ползучести, включая зависимость от нагрузки.

Физико-химический институт  
им. Л. Я. Карпова

Поступила в редакцию  
29 XI 1968

## ЛИТЕРАТУРА

1. J. F. Fowler, Proc. Roy. Soc., A236, 464, 1956.
2. J. F. Fowler, F. F. Farmer, Nature, 171, 1020, 1953; 173, 317, 1954; 174, 136, 1954; 175, 516, 648, 1955.
3. R. A. Meyer, F. L. Bouquet, R. S. Alger, J. Appl. Phys., 27, 1012, 1956.
4. Б. М. Вуд, Физика твердого тела, 3, 2264, 1961.
5. J. Kichinosuke, D. Akibaishi, J. Appl. Phys., 34, 604, 1963.
6. E. Fallah, Ind. Plast. mod., 15, 37, 1963.
7. М. А. Мокульский, Ю. С. Лазуркин, М. Б. Фивейский, В. И. Козин, Докл. АН СССР, 125, 1007, 1959.
8. М. А. Мокульский, Ю. С. Лазуркин, М. Б. Фивейский, Высокомолек. соед., 2, 110, 1960.
9. М. А. Мокульский, Высокомолек. соед., 2, 119, 1960.
10. М. А. Мокульский, Диссертация, 1961.
11. В. Ф. Степанов, С. Э. Вайсберг, В. Л. Карпов, Физико-хим. механика материалов, 1969, № 3, 306.
12. А. А. Великовский, Диссертация, 1967.
13. A. Rose, RCA Rev., 12, 368, 1951.
14. A. Rose, Phys. Rev., 97, 322, 1955.
15. Р. Бьюб, Фотопроводимость твердых тел, Изд-во иностр. лит., 1962.
16. Е. Л. Франкевич, Химия высоких энергий, 1, 567, 1967.
17. В. П. Сичкарь, С. Э. Вайсберг, В. Л. Карпов, Химия высоких энергий, 1, 561, 1967.
18. Е. Л. Франкевич, В. Л. Тальрозе, Труды II Всесоюзного совещания по радиационной химии, Изд-во АН СССР, 1962, стр. 651.
19. В. Г. Никольский, Н. Я. Бубен, Докл. АН СССР, 134, 134, 1960.
20. В. Г. Никольский, Химия высоких энергий, 2, 271, 1968.
21. R. H. Partridge, J. Polymer Sci., A3, 2817, 1965.
22. Е. Л. Франкевич, Успехи химии, 35, 1161, 1966.
23. Б. С. Яковлев, Е. Л. Франкевич, Ж. физ. химии, 40, 1327, 1966.
24. С. Н. Журков, Вестник АН СССР, 1957, № 11, 78.
25. С. Н. Журков, Э. Е. Томашевский, Ж. техн. физики, 25, 66, 1955.
26. В. Р. Регель, Н. Н. Черный, Высокомолек. соед., 5, 925, 1963.
27. Т. Б. Бобоев, В. Р. Регель, Т. П. Санфирова, Н. Н. Черный, Механика полимеров, 1968, 661.
28. А. И. Губанов, Квантово-электронная теория аморфных проводников, Изд-во АН СССР, 1963.
29. K. Funabashi, R. J. Herley, M. Bueton, J. Chem. Phys., 43, 3939, 1965.
30. С. И. Пекар, Исследования по электронной теории кристаллов, Изд-во техн.-теор. лит., 1951, стр. 57.

**RADIATION ELECTROCONDUCTIVITY AND CREEP IN POLYMERS**  
**S. E. Vaisberg, V. P. Sichkar', V. F. Stepanov, V. L. Karpov**

**S u m m a r y**

Dependences of polyethylene radiation electroconductivity on the intensity and on temperature and of polycaproamide creep on the intensity temperature and on the loading have been experimentally studied. Similar dependences are valid for the both types of properties (power-type dependence on the radiation intensity and exponential on the temperature). Hypothesis on the nature of radiation creep in polymers has been put forward including rapture of the strained bonds at interaction with thermal electrons of electroconductivity generated with irradiation (rapture on account of evolution of energy of electron affinity). Theory of Fowler-Rose can be applied to both radiation electroconductivity and creep, strained bonds act as electron traps. Some consequences from the concept have been proved experimentally (existence of piezocurrent at taking off load from oriented polyethylene films irradiated in a strained state, quantitative ratio of the parameters for the both radiation effects which is required by the theory).